

УДК 537.874

**РАДИОЗОНДИРОВАНИЕ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ
В СРЕДНЕВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ**

© 2011 г.

М.И. Бакунов, А.Л. Новоковская

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского

bakunov@rf.unn.ru

Поступила в редакцию 29.05.2011

Исследовано отражение радиоволны от релятивистски движущегося фронта широкого атмосферного ливня (ШАЛ), порожденного космической частицей сверхвысокой энергии. Проведены оценки мощности отраженного сигнала для радиоволны частотой 1 МГц, позволяющие сделать вывод о перспективности радиолокационного зондирования ШАЛ в средневолновом диапазоне частот.

Ключевые слова: космические частицы сверхвысоких энергий, широкие атмосферные ливни, радиолокационное зондирование.

Введение

Уже несколько десятилетий внимание исследователей привлекает такое загадочное явление, как приходящие из космоса частицы сверхвысоких ($\geq 10^{18}$ эВ) энергий. Неизвестны источники таких частиц, хотя можно считать установленным их внегалактическое происхождение [1]. При входе в атмосферу Земли космические частицы (протоны, альфа-частицы и более тяжелые ядра) рождают каскады вторичных частиц – широкие атмосферные ливни (ШАЛ). Анализ характеристик ШАЛ позволяет делать заключения о составе и энергетическом спектре первичных частиц.

Для измерения характеристик ШАЛ в настоящее время применяют несколько методов: регистрацию приходящих на поверхность Земли частиц ливня в детекторах большой площади, регистрацию оптической флуоресценции возбужденного атмосферного азота с помощью специальных телескопов, регистрацию черенковского излучения наземными оптическими детекторами и регистрацию геосинхротронного радиоизлучения от вторичных частиц [2].

Около 70 лет назад была высказана идея о возможности радарного детектирования ШАЛ на основе приема рассеянных ионизационным следом ливня сигналов наземных радиопередатчиков [3]. Было даже сделано предположение, что зарегистрированные в экспериментах [4–7] спорадические сигналы могут быть связаны с ШАЛ. Впоследствии, однако, эти сигналы были интерпретированы как результат рассеяния на метеорных следах. Интерес к идее ра-

дарного детектирования ШАЛ возобновился в 1960-е годы [8], в частности, была предложена схема соответствующего эксперимента [9], но никаких данных о проведении такого эксперимента опубликовано не было. В 2001 году был выполнен теоретический анализ возможности радарного детектирования ШАЛ и предсказана реализуемость данного метода с помощью современных радарных систем [10]. Однако до сих пор отсутствуют какие-либо экспериментальные подтверждения возможности подобных измерений.

В недавней работе [11] указаны причины отрицательных результатов экспериментов по радарному детектированию ШАЛ и пересмотрена теория данного метода с учетом современных представлений о структуре ШАЛ. Предыдущие оценки величины принимаемого сигнала основывались на предположении, что ШАЛ, подобно метеорам, оставляет в атмосфере ионизационный след в виде длинного плазменного цилиндра, на котором и рассеивается зондирующая радиоволна. Согласно современным представлениям ионизационный след ШАЛ, возникающий на высотах ~10 км, представляет собой релятивистски движущийся (с гамма-фактором $\gamma \sim 30 \pm 20$) диск из быстро распадающейся плазмы. Толщина диска определяется временем жизни электронов плазмы за фронтом ионизации, которое составляет ~200 нс на высоте 10 км и ~10 нс на уровне моря [12]. В результате толщина диска не превышает 60 метров, что существенно меньше его диаметра (~200 м). Как указано в работе [11], отраженная от релятивистски движущегося плазменного диска ра-

диоволна должна испытывать сильный доплеровский сдвиг в область высоких (микроволновых) частот. Это обстоятельство совершенно не учитывалось в теоретическом анализе предшествующей работы [10], основанном на представлениях о рассеянии радиоволны на квазистационарном плазменном цилиндре. Еще один фактор, который необходимо учитывать при расчете амплитуды отраженной от плазменного диска волны, – это нестационарность плазмы, обусловленная рождением электронов на фронте ионизации и процессами деионизации за фронтом [11]. Указанные эффекты, конечно же, не могли быть описаны в рамках стационарной теории [10].

На основе развитой в работе [11] теории отражения радиоволн от ионизационного следа ШАЛ, учитывающей как релятивистские, так и нестационарные эффекты, были сделаны оценки принимаемой мощности для случая, когда зондирование ведется на частоте 10 МГц, и показана принципиальная реализуемость метода радарного детектирования ШАЛ. Было отмечено также, что мощность отраженного от плазменного диска ШАЛ сигнала должна возрастать с понижением частоты зондирующей волны, например, при уменьшении частоты от 10 МГц до 1 МГц мощность должна возрасти на четыре порядка. Более того, частота отраженной волны должна при этом уменьшиться от ~30 ГГц до ~3 ГГц, где уровень шумов существенно ниже. Все это делает перспективным для детектирования ШАЛ средневолновый диапазон и, возможно, более длинноволновые диапазоны. С другой стороны, при зондировании на частотах ≤ 1 МГц длина зондирующей волны становится сравнимой или даже большей поперечного размера плазменного диска ШАЛ, что, казалось бы, должно приводить к сильному рассеянию волны и, как следствие, снижению принимаемой мощности.

В настоящей работе проведен теоретический анализ зондирования ШАЛ радиоволной частоты 1 МГц. Показано, что релятивистские эффекты подавляют отмеченный выше фактор рассеяния волны, а мощность отраженного сигнала и его уровень на фоне шумов, действительно, значительно повышаются по сравнению со случаем зондирования на частоте 10 МГц.

Схема зондирования. Модель ионизационного следа ШАЛ

Рассмотрим предложенную в работе [11] схему радарного детектирования ШАЛ (рис. 1), где зондирующая волна, излучаемая наземным

радиопередатчиком, падает на релятивистски движущийся плазменный диск (ионизационный след ШАЛ) и после отражения принимается наземным приемником как доплеровски сдвинутый вверх по частоте сигнал. Будем считать, что плазменный диск движется к земле вертикально (против оси x , рис. 1), что характерно для ШАЛ, порожденных высокоэнергичными протонами. Скорость диска V близка к скорости света c , так что релятивистский фактор $\gamma_0 = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, где $\beta = V/c$, велик: $\gamma_0 \gg 1$. Частоту зондирующей волны, падающей на диск под углом θ_0 , полагаем равной 1 МГц.

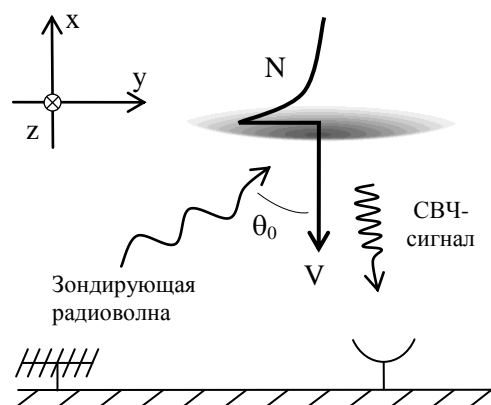


Рис. 1. Схема радарного детектирования ШАЛ. Зондирующая волна от наземного радиопередатчика падает на релятивистски движущийся ионизационный след ШАЛ и принимается на земле в виде доплеровски сдвинутого СВЧ-сигнала

Поскольку длина зондирующей волны (300 м) превышает диаметр плазменного диска (~200 м), то для расчета отраженной волны, на первый взгляд, нельзя применять использованное в работе [11] приближение бесконечно большого диаметра диска, т.е. моделировать диск плоским фронтом ионизации. Если, однако, перейти в сопровождающую диск систему отсчета, то в силу ультрарелятивистской ($\gamma_0 \gg 1$) скорости диска длина падающей волны в этой системе отсчета оказывается существенно меньшей диаметра диска. Так, например, при $\gamma_0 = 30$ длина волны в сопровождающей системе отсчета составляет всего 5–10 м в зависимости от угла падения θ_0 , причем в этой системе отсчета волна падает на диск практически по нормали – под углом $\sim \gamma_0^{-1} \theta_0$. Таким образом, приближение бесконечного диаметра диска оказывается в рассматриваемом случае вполне оправданным, и мы далее будем считать, что концентрация плазмы N в ионизационном следе ШАЛ не зависит от поперечных координат y, z и изменяется в зависимости от x и t по закону

$$N(x + Vt) = N_0 e^{-(\mu/V)(x + Vt)} \Theta(x + Vt), \quad (1)$$

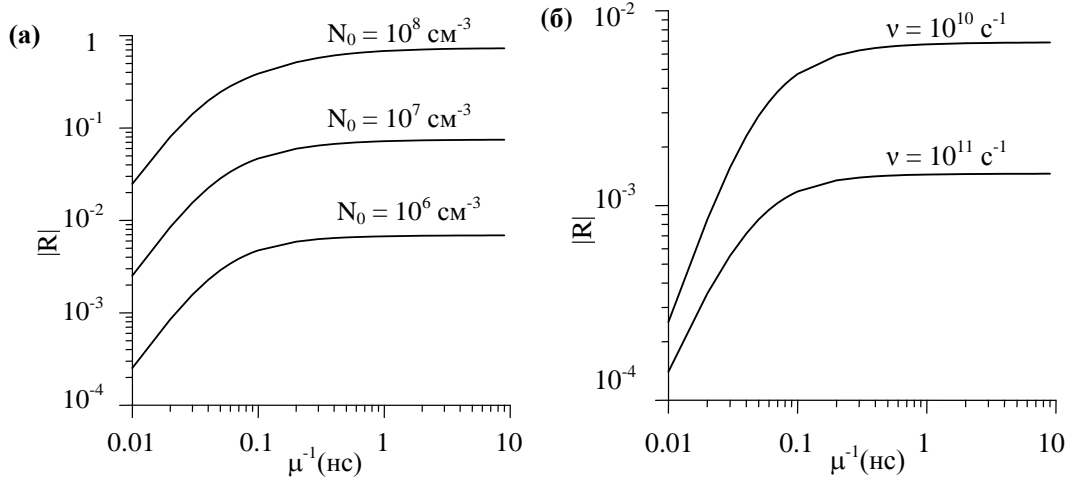


Рис. 2. Зависимость модуля коэффициента отражения $|R|$ от времени распада плазмы μ^{-1} при (а) $\nu = 10^{10} \text{ c}^{-1}$ и трёх значениях N_0 , (б) $N_0 = 10^6 \text{ cm}^{-3}$ и двух значениях ν . Релятивистский фактор $\gamma = 30$ и угол падения $\theta_0 = 45^\circ$

где N_0 – концентрация рождающейся на фронте ионизации (при $x = -Vt$) плазмы, μ – темп распада (деионизации) плазмы за фронтом ($\partial N/\partial t = -\mu N$) и $\Theta(x + Vt)$ – функция Хевисайда (рис. 1). Подчеркнем, что в связанной с землей системе отсчета сама плазма является неподвижной, движется лишь профиль ее концентрации (1).

Отражение радиоволны от движущегося профиля плазмы

Рассмотрим падение на движущийся профиль плазменной концентрации (1) плоской электромагнитной волны ТЕ поляризации (в случае ТМ поляризации коэффициент отражения будет меньше из-за возбуждения ленгмюровских волн [13]). Электрическое поле падающей волны запишем в виде

$$\mathbf{E}_i(x, y, t) = \mathbf{z}E_0 \exp(i\omega_0 t - ig_0 x - ih_0 y), \quad (2)$$

где $g_0 = (\omega_0/c)n \cos \theta_0$ и $h_0 = (\omega_0/c)n \sin \theta_0$ – нормальная и тангенциальная (по отношению к фронту ионизации) компоненты волнового вектора соответственно, ω_0 – частота волны ($\omega_0/(2\pi) = 1 \text{ МГц}$) и n – показатель преломления воздуха. Несмотря на близость показателя n к единице ($n \approx 1.0001$ на высоте 10 км [14]), его учет, как было показано в [11], может быть существен в ультрарелятивистском случае.

Частоту отраженной волны ω_r находим из условия непрерывности фазы на движущейся границе (при $x = -Vt$) [13]:

$$f_r = \omega_r/\omega_0 = \gamma^2(1 + 2\beta n \cos \theta_0 + \beta^2 n^2), \quad (3)$$

где введен новый релятивистский фактор $\gamma = (1 - \beta^2 n^2)^{-1/2}$, учитывающий, что падающая и отра-

женная волны распространяются в воздухе [11]. В ультрарелятивистском случае ($\beta n \approx 1$) частота f_r изменяется в пределах от $(f_r)_{\min} = 2\gamma^2$ при $\theta_0 \rightarrow 90^\circ$ до $(f_r)_{\max} = 4\gamma^2$ при $\theta_0 = 0^\circ$, т.е. $f_r \gg 1$ при любых θ_0 . Например, при $\gamma = 30$ частота отраженной волны $\omega_r/(2\pi)$ возрастает от 1,8 ГГц до 3,6 ГГц при уменьшении θ_0 от 90° до 0° .

Угол отражения θ_r находим из условия сохранения тангенциальной компоненты волнового вектора на плоской границе [13]:

$$\sin \theta_r = f_r^{-1} \sin \theta_0. \quad (4)$$

В ультрарелятивистском случае ($\beta n \approx 1$) отраженная волна распространяется практически по нормали к фронту ($\theta_r \ll 1$).

Для расчета амплитуды отраженной волны E_r воспользуемся полученной в работе [11] системой уравнений для электрического E_z и магнитного B_x полей и плотности тока j_z в плазме:

$$\beta \frac{\partial B_x}{\partial \xi} = ih_0 E_z - \frac{i\Omega}{c} B_x, \\ \gamma^{-2} \frac{\partial E_z}{\partial \xi} = \frac{i\Omega}{c} (B_y + \beta n^2 E_z) - ih_0 \beta B_x + \frac{4\pi\beta}{c} j_z, \quad (5)$$

$$\gamma^{-2} \frac{\partial B_y}{\partial \xi} = \frac{i\Omega n^2}{c} (E_z + \beta B_y) - ih_0 B_x + \frac{4\pi}{c} j_z,$$

$$\beta \frac{\partial j_z}{\partial \xi} = \frac{\omega_p^2 n^2}{4\pi c} E_z - \frac{1}{c} (i\Omega + \nu + \mu) j_z.$$

Система (5) следует из уравнений Максвелла и материального уравнения нестационарной плазмы (см. [15, 16]) после применения к ним преобразований Галилея $\xi = x + Vt$, $\tau = t$. Поскольку в переменных (ξ, τ) плазменная частота $\omega_p(\xi) = [4\pi e^2 N(\xi)/m n^2]^{1/2}$ становится не зависящей от времени, все поля имеют одинаковую

(такую же, как у падающей волны) временную зависимость $\propto \exp(i\Omega t)$ с частотой $\Omega = \omega_0(1 + \beta n \cos\theta_0)$. Подчеркнем, что формальное использование преобразований Галилея не означает перехода к новой физической системе отсчета и диктуется лишь соображениями удобства [17]. Заметим также, что уравнение для плотности тока (последнее из уравнений (5)) с $\mu = \text{const}$ наиболее точно описывает случай, когда прилипание носителей преобладает над рекомбинацией (ν – частота соударений электронов с нейтралами) [16], что как раз характерно для плазмы ШАЛ [10].

При численном решении системы уравнений (5) были использованы типичные значения параметров ШАЛ [10,12,18]: $N_0 \sim 10^6\text{--}10^8 \text{ см}^{-3}$ ($\omega_p(0)/(2\pi) \sim 10\text{--}100 \text{ МГц}$), $\mu^{-1} \sim 10\text{--}100 \text{ нс}$, $\nu \sim 10^{10}\text{--}10^{11} \text{ с}^{-1}$, $\gamma \sim 10\text{--}30$ ($\beta n \sim 0.995\text{--}0.999$).

На рис. 2 показаны зависимости модуля коэффициента отражения $|R| = |E_r/E_i|$ от времени распада плазмы μ^{-1} при $\gamma = 30$, $\theta_0 = 45^\circ$ и различных значений N_0 и ν . С увеличением μ^{-1} зависимость $|R(\mu^{-1})|$ быстро (при $\mu^{-1} \sim 1 \text{ нс}$) выходит на насыщение. При $\gamma = 10$ насыщение наступает несколько позднее (не показано), но также при значениях μ^{-1} ($\mu^{-1} \sim 10 \text{ нс}$), значительно меньших типичных для ШАЛ. Интересно, что в рассмотренном в работе [11] случае $\omega_0/(2\pi) = 10 \text{ МГц}$ насыщение зависимости $|R(\mu^{-1})|$ наступало при значениях μ^{-1} , в 10 раз меньших: 0.1 нс и 1 нс для $\gamma = 30$ и 10 соответственно. Объяснение этого эффекта будет дано в следующем разделе.

Таким образом, результаты численных расчетов говорят о том, что при типичных для ШАЛ значениях $\mu^{-1} \sim 10\text{--}100 \text{ нс}$ распад плазмы за фронтом ионизации практически не оказывает влияния на коэффициент отражения зондирующей волны. Поэтому дальнейший анализ проведем в пренебрежении процессами деионизации, полагая $\mu = 0$.

Расчет отражения в пренебрежении распадом плазмы

В приближении $\mu = 0$ движущийся фронт ионизации оставляет за собой неподвижную стационарную плазму концентрации N_0 с частотой соударений электронов ν . Прошедшие в плазму волны $\propto \exp(i\omega t - igx - ih_0y)$ удовлетворяют обычному дисперсионному уравнению поперечных волн $g_r^2 + h_0^2 = (\omega_r n/c)^2 [1 - \omega_p^2 \omega_r^{-1} (\omega_r - i\nu)]$ с плазменной частотой $\omega_p = [4\pi e^2 N_0 / mn^2]^{1/2}$ и условию инвариантности фазы на границе $\omega_t +$

$+g_r V = \omega_0 + g_0 V$. Указанные соотношения приводят к кубическому уравнению для частот прошедших волн [11]

$$\gamma^{-2} f_t^3 - (2f + if_\nu \gamma^{-2}) f_t^2 + [2(1 + if_\nu f - \gamma^{-2} + \beta^2 n^2 f_p^2)] f_t - if_\nu (2f - \gamma^{-2}) = 0, \quad (6)$$

где $f_t = \omega_t/\omega_0$, $f_\nu = \nu/\omega_0$, $f = (1 + \beta n \cos\theta_0)$ и $f_p = \omega_p/\omega_0$. Лишь два корня уравнения (6) $f_{t1,2}$ с $\text{Im} f_{t1,2} > 0$ имеют физический смысл, третий же корень (с $\text{Im} f_{t3} < 0$) дает нарастающее во времени решение и должен быть отброшен.

В работе [11] были получены приближенные решения уравнения (6) в пределе сильных соударений $f_\nu \gg 1$, $f_\nu \gg f_p^2$ и ультрарелятивистской скорости фронта ионизации $\gamma \gg 1$. Для рассматриваемого в настоящей работе случая $\omega_0/(2\pi) = 1 \text{ МГц}$ неравенство $f_\nu \gg f_p^2$ выполняется не при всех значениях параметров ν и ω_p (например, $f_\nu \sim f_p^2$ при $\nu \sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$ и $\omega_p/(2\pi) \sim 100 \text{ МГц}$), поэтому уравнение (6) решалось нами численно. На рис. 3 показаны зависимости действительных и мнимых частей корней $f_{t1,2}$ от параметра f_p . В нашем случае этот параметр изменяется в интервале $10 \leq f_p \leq 100$, для условий работы [11] – в интервале $1 \leq f_p \leq 10$. Волна с $\text{Re} f_{t1} \leq 1$ и $\text{Im} f_{t1} < 1$ – это обычная поперечная волна в сильно столкновительной ($f_\nu \gg 1$) плазме. При $f_p \leq 10$ влияние плазмы на эту волну подавлено соударениями: частота волны ($\text{Re} f_{t1} \approx 1$, $\text{Im} f_{t1} \approx 0$) и направление ее распространения практически такие же, как у падающей волны. При $f_p > 10$ плазма оказывает существенное влияние на волну: $\text{Re} f_{t1}$ уменьшается с увеличением f_p , а $\text{Im} f_{t1}$ возрастает. Волна с ча-

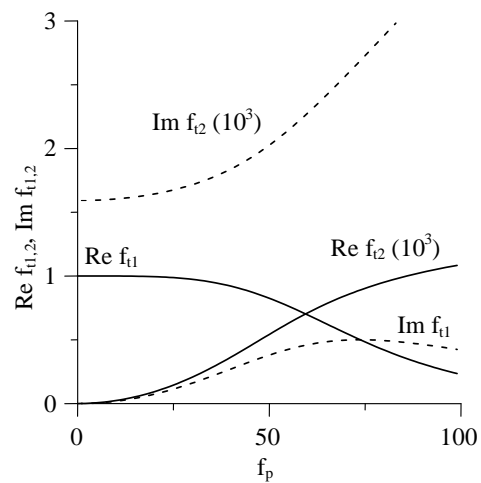


Рис. 3. Действительные и мнимые части нормированных частот прошедших волн $f_{t1,2}$ как функции параметра f_p при $\gamma = 30$, $\theta_0 = 45^\circ$ и $\nu = 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Значения $\text{Re} f_{t2}$ и $\text{Im} f_{t2}$ следует умножить на 10^3

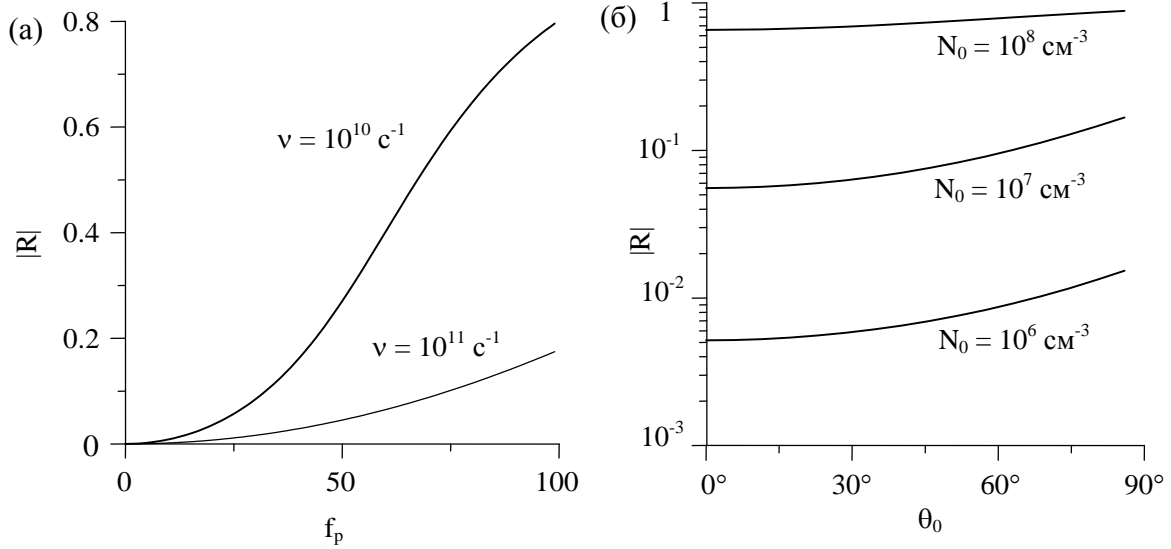


Рис. 4. Зависимость модуля коэффициента отражения $|R|$ от (а) f_p при $\theta_0 = 45^\circ$ и двух значениях ν . Зависимость $|R|$ от (б) θ_0 при $\nu = 10^{10} \text{ с}^{-1}$ и трёх значениях N_0 . Релятивистский фактор $\gamma = 30$

стотой f_{i2} – это модифицированная сильными соударениями так называемая «волна начальных условий» [18]. В пределе $\nu \rightarrow 0$ эта волна не содержит электрического поля и представляет собой самосогласованное распределение магнитного поля и постоянных токов в плазме [13, 18]. Наличие соударений приводит к появлению у волны электрического поля. В области $f_p \leq 10$ на рис. 3 эта волна хорошо описывается приближенной формулой $f_{i2} \approx if_\nu + \gamma^4 f_p^2 f_\nu^{-2}$. При $f_p > 10$ проявляется нарастание $\text{Im} f_{i2}$ с увеличением f_p .

Сшивка падающей, отраженной и прошедших волн на фронте ионизации граничными условиями непрерывности полей E_z , B_x и $\partial E_z / \partial x$ дает коэффициент отражения [11]

$$R = E_r / E_0 = -f_r \frac{(f_{i1} - 1)(f_{i2} - 1)}{(f_{i1} - f_r)(f_{i2} - f_r)}. \quad (7)$$

На рис. 4а на основе формулы (7) построена зависимость $|R|$ от f_p при двух значениях ν . Коэффициент отражения выше при меньшей частоте соударений и возрастает с увеличением f_p (концентрации плазмы). Согласно рис. 4б коэффициент отражения возрастает также с увеличением угла падения θ_0 . В целом, $|R|$ примерно на два порядка больше, чем в случае $\omega_0 / (2\pi) = 10 \text{ МГц}$ (ср. с [11]). Увеличение релятивистского фактора γ приводит к уменьшению коэффициента отражения (рис. 5).

Остановимся коротко на объяснении эффекта быстрого насыщения коэффициента отражения с увеличением времени распада плазмы μ^{-1} (рис. 2). При переходе с помощью преобразова-

ний Лоренца в систему отсчета, сопровождающую фронт ионизации, получаем, что пространственный масштаб спада плазменной концентрации за фронтом равен $L = \gamma V \mu^{-1}$, а длины обеих прошедших волн оцениваются как $\lambda \sim \gamma^{-1} \lambda_0$, где $\lambda_0 = 2\pi c / \omega_0 = 300 \text{ м}$ – длина зондирующей волны в системе отсчета, связанной с землей. Неоднородность плазмы, очевидно, не будет приводить к отражению распространяющихся в плазме прошедших волн при условии $L > \lambda$, откуда и получаем условие насыщения коэффициента отражения $\mu^{-1} \geq \gamma^{-2} 2\pi / \omega_0$. Для $\omega_0 / (2\pi) = 1 \text{ МГц}$ полученная формула дает значения $\geq 1 \text{ нс}$ и $\geq 10 \text{ нс}$ при $\gamma = 30$ и 10 соответственно, а при $\omega_0 / (2\pi) = 10 \text{ МГц}$ – на порядок меньшие значения μ^{-1} .

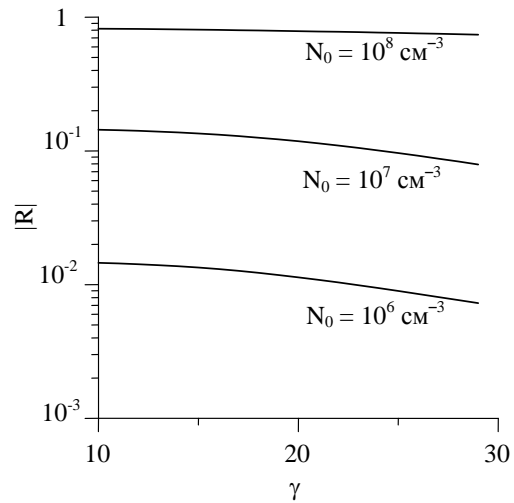


Рис. 5. Зависимость модуля коэффициента отражения $|R|$ от γ при $\nu = 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $\theta_0 = 45^\circ$ и трёх значениях N_0

Оценка преимуществ зондирования на частоте 1 МГц

Чтобы оценить преимущества зондирования ШАЛ на частоте 1 МГц по сравнению с зондированием на 10 МГц [11], сопоставим мощности приходящих на наземную антенну (рис. 1) сигналов и мощности шумов в этих двух случаях.

Для расчета принимаемой мощности предполагаем, как и в работе [11], что наземный радиопередатчик (рис. 1) излучает мощность P_e изотропно в верхнюю полусферу. При радиусе плазменного диска ШАЛ ≥ 70 м и типичных высотах ШАЛ ≤ 10 км можно пренебречь дифракционной расходимостью отраженного от диска СВЧ пучка. Учтем, однако, слабую расходимость СВЧ пучка из-за небольшой (с радиусом $R_c \sim 7$ км) кривизны фронта диска [11]. В итоге для мощности сигнала P_r , принимаемого антенной с эффективной площадью A , приходим к выражению

$$P_r = \frac{P_e A |R|^2}{2\pi r^2 (1 + r \cos \theta_0 / R_c)^2}, \quad (8)$$

где r – расстояние от радиопередатчика до диска ШАЛ, а R – коэффициент отражения зондирующей волны от диска. Взяв для оценки $N_0 = 10^7 \text{ см}^{-3}$, $v = 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $\gamma = 30$ и $\theta_0 = 45^\circ$, находим из развитой выше теории значение $|R| \approx 0.075$ (рис. 4б и 5). Это значение примерно на два порядка больше, чем при тех же параметрах в случае зондирования на частоте 10 МГц. Следовательно, принимаемая мощность P_r возрастает примерно на четыре порядка при уменьшении частоты зондирующей волны с 10 до 1 МГц. Например, для радиопередатчика мощностью $P_e = 200$ кВт, работающего на частоте 1 МГц и находящегося от диска ШАЛ на расстоянии $r = 10$ км, и приемной антенны с $A = 3 \times 10^{-3} \text{ м}^2$ получаем из формулы (8) $P_r \approx 1.3 \text{ нВт} \approx -58.9 \text{ дБм}$. Частота отраженного от диска ШАЛ сигнала при выбранных выше параметрах γ , θ_0 и ω_0 согласно формуле (3) равна $\omega_r / (2\pi) \approx 3.07 \text{ ГГц}$.

Еще одно преимущество радарного детектирования ШАЛ на частоте 1 МГц – низкая мощность атмосферного шума и шумов приемника на частоте отраженного сигнала $\omega_r / (2\pi) \approx 3 \text{ ГГц}$. Шумовая температура атмосферы на таких частотах составляет лишь несколько Кельвин, т.е. на порядок меньше, чем на частотах $\omega_r / (2\pi) \approx 30 \text{ ГГц}$, соответствующих $\omega_0 / (2\pi) \approx 10 \text{ МГц}$. Шумовая температура приемника уменьшается в несколько раз при переходе от 30 ГГц к 3 ГГц.

Оценивая суммарную температуру шумов как $T_N \approx 50 \text{ К}$, получим для спектральной мощности шума значение $p_N = kT_N \approx 7 \times 10^{-22} \text{ Вт/Гц}$ (k – постоянная Больцмана), что примерно в 3 раза ниже, чем на частоте 30 ГГц. Выбирая условие обнаружения сигнала как равенство мощностей сигнала и шума, т.е. $P_r = p_N \Delta\omega_r / (2\pi)$, находим максимальную допустимую ширину полосы отраженного сигнала $\Delta\omega_r / (2\pi) = P_r / p_N \approx 2 \text{ ТГц}$, что значительно превышает все возможные уширения полосы отраженного от ШАЛ сигнала [11].

Таким образом, условия радарного детектирования ШАЛ существенно улучшаются при переходе от высоких ($\sim 10 \text{ МГц}$) к средним ($\sim 1 \text{ МГц}$) частотам зондирующей радиоволны.

Список литературы

1. Деришев Е.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. // УФН. 2007. Т. 177. С. 323–330.
2. Nagano M., Watson A.A. // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. P. 689.
3. Blackett P.M.S., Lovell A.C.B. // Proc. Royal Soc. A. 1940. V. 177. P. 183.
4. Colwell R.C., Friend A.W. // Phys. Rev. 1936. V. 50. P. 632.
5. Watson Watt R.A., Bainbridge-Bell L.H., Wilkins A.F., Bowen E.G. // Nature. 1936. V. 137. P. 866.
6. Watson Watt R.A., Wilkins A.F., Bowen E.G. // Proc. Royal Soc. A. 1936. V. 161. P. 181.
7. Appleton E.V., Piddington J.H. // Proc. Royal Soc. A. 1937. V. 164. P. 467.
8. Suga K. // Proc. Fifth Inter-American Seminar Cosmic Rays. 1962. V. 2. P. XLIX.
9. Matano T., Nagano M., Suga K., Tanahashi G. // Can. J. Phys. 1968. V. 46. P. S255.
10. Gorham P.W. // Astropart. Phys. 2001. V. 15. P. 177.
11. Bakunov M.I., Maslov A.V., Novokovskaya A.L., Kryemadhi A. // Astropart. Phys. 2010. V. 33. P. 335.
12. Vidmar R.J. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1990. V. 18. P. 733.
13. Bakunov M.I., Maslov A.V. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. V. 27. P. 655.
14. Babin S.M., Young G.S., Carton J.A. // J. Appl. Meteor. 1997. V. 36. P. 193.
15. Gildenburg V.B., Kim A.V., Krupnov V.A., Semenov V.E., Sergeev A.M., Zharova N.A. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1993. V. 21. P. 34.
16. Степанов Н.С. // ЖТФ. 1995. Т. 65. P. 125.
17. Миллер М.А., Сорокин Ю.М., Степанов Н.С. // УФН. 1977. Т. 20. С. 264.
18. Семенова В.И. // Изв. Вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10. С. 1077.

RADAR SOUNDING OF EXTENSIVE AIR SHOWERS IN THE MEDIUM FREQUENCY BAND*M.I. Bakunov, A.L. Novokovskaya*

The reflection of a radio wave from a relativistically moving front of an extensive air shower (EAS) produced in the Earth's atmosphere by an ultra-high energy cosmic ray particle has been investigated. The estimation of the reflected signal power for a 1 MHz sounding wave confirms the promise of the EAS radar sounding in the medium frequency band.

Keywords: ultra-high energy cosmic ray particles, extensive air showers (EAS), radar sounding.