

В.И. Шишковский\*, Е.Т. Протасевич\*\*

## ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ РАДИОВОЛН МЕТЕОРНЫМИ СЛЕДАМИ

\* Томский государственный педагогический университет

\*\* Томский политехнический университет

Вдоль траектории входа метеора в атмосферу происходит ионизация воздуха и образование плазменного следа, отражающего радиоволны. Первые значительные результаты по физике метеорных явлений были получены, например, в работах [1–4]. В последние годы развитие практического использования метеорных следов для целей радиосвязи привлекло многих исследователей к вопросам теории рассеяния радиоволн от плазменного следа метеора. Интересным приложением, например, является использование отражения от метеоров и метеорных следов для связи на УКВ. Это называется MS (Meteor Scatter) связью. Этот вид позволяет установить радиосвязь на такие большие расстояния, которые при обычных способах связи не достижимы. Возможна радиосвязь с использованием отражения от метеорных следов на расстояния от 500 до 2500 км, если используются передатчики в несколько сотен ватт и направленные антенны. Но в некоторых случаях возможна связь при мощности около 50 Вт. Основным способом увеличения пропускной способности метеорного радиоканала является адаптация метеорной радиосистемы к метеорным радиоотражениям. Возникает необходимость предварительной классификации метеорных отражений для задач оптимизации приемопередающей аппаратуры под конкретный тип отражения.

Существует два классических типа метеорных следов – недоуплотненные и переуплотненные. Для недоуплотненного следа линейная электронная концентрация на оси следа  $n < 2.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-1}$ , и падающая радиоволна отражается без эффектов вторичного переизлучения электронов. АВХ-радиоотражения от такого классического недоуплотненного следа после быстрого роста амплитуды имеет экспоненциальный спад за счет рекомбинации свободных электронов и ионов следа. Для переуплотненного следа ( $n > 2.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-1}$ ) падающая волна отражается, как от металлического цилиндра некоторого критического радиуса. Форма АВХ-отражения от классического переуплотненного следа следующая: после фазы быстрого роста амплитуда отражения затем медленно увеличивается (за счет роста критического радиуса из-за амбиполярной диффузии) и, достигнув своего максимума, медленно спадает до нуля. Длительность радиоотражений от метеорных следов составляет доли секунды и очень редко – несколько секунд. Действие турбулентного ветра метеорной зоны высот (80–110 км)

может привести к многолучевости радиоотражений из-за появления вторичных отражающих центров на метеорных следах. АВХ таких радиоотражений трактуется как недоуплотненный федингующий и переуплотненный федингующий типы.

Атмосфера Земли постоянно бомбардируется метеорами. Они состоят из различных минералов или металлов (в том числе и железа). Размер метеоров различен: от мельчайших пылинок до больших глыб. Скорость, с которой метеоры входят в атмосферу Земли, составляет от 11 до 72 км/с. В результате трения о воздух метеорные частицы на высотах 80–110 км сильно разогреваются. Вследствие термоионизации образуется сильно ионизированный метеорный след. Метеоры присутствуют в атмосфере Земли практически всегда, но в обычные дни их очень мало – 3–5 метеоров в час. Во время потоков (Лириды, Персеиды, Ориониды, Леониды, Гемениды, Квандрантиды) пролетает большое количество метеоров, и в эфире слышно много метеорных отражений от пингов длительностью 0.5 с, до достаточно протяженных бурстов длительностью 1–3 мин.

Земля при своем движении вокруг Солнца встречается с метеорами, рассеянными в межпланетном пространстве. Метеоры движутся вокруг Солнца по различным эллиптическим орбитам. Одни из них, перемещаясь в направлении, противоположном направлению движения Земли, сталкиваются с ней и попадают на ту ее часть, которая освещена Солнцем. Другие метеоры, догоняя Землю, падают со скоростью 11–30 км/с на ту сторону Земли, на которой господствуют сумерки. С учетом наклона оси Земли можно показать, что наибольшая частота появления метеоров приходится на осенние месяцы (табл. 1).

В период встречи Земли с метеорами число метеоров, отражающих радиоволны, возрастает до 400 и даже до 1000 в час, что приводит к достаточно постоянной ионизации определенного пространства ионосферы. Однако интервалы ионизации очень короткие – от долей секунд до нескольких секунд.

Чаще происходит отражение от ненасыщенных метеорных следов. Однако в этом случае уровень отраженного сигнала более слабый. Реже появляются сигналы, обусловленные отражением от насыщенных следов. Уровень отраженного сигнала при этом более высок. Не каждый метеорный след можно использовать для организации радиосвязи в заданном

Таблица 1

Рой		Время (UTC)	Число метеоров в час	Скорость, км/с	Благоприятное время для проведения радиосвязей по направлениям			
Дата появления	Название				ЮЗ-СВ	В-З	ЮВ-СЗ	С-Ю
1–5 января	Квадрантиды	Кругл.	100	41	09:30–15:00	23:00–04:00 11:00–17:00	23:00–05:00	00:00–06:00 09:00–15:00
21 апреля	Лириды	19/13	15	48	23:00–02:00 06:00–09:00	02:00–04:00	02:00–08:00 20:00–23:00	05:00–10:00 20:00–02:00
04 мая	Аквариды	01/04	20	64	02:30–06:30	04:00–09:00	06:30–10:00	02:00–05:00 08:00–11:00
07 июня	Ариетиды	02/18	60	39	05:00–09:00 12:00–14:00	07:30–10:30	09:00–13:30	03:00–07:00 11:00–15:00
08–09 июня	Персеиды	03/19	40	29	05:00–10:00 13:00–15:00	18:30–11:30	04:00–06:00 10:00–15:00	04:00–08:00 12:00–16:00
16 июня	Лириды	19/13	10	-	23:00–02:00 06:00–09:00	02:00–04:00	03:00–08:00 20:00–23:00	05:00–10:00 20:00–02:00
29 июля	Аквариды	20/08	15	41	21:00–01:30	22:30–03:30	01:00–04:30	03:00–06:00 21:00–24:00
12 августа	Персеиды	Кругл.	60	60	06:00–13:00	09:00–14:00 19:00–00:00	18:00–02:00	07:00–12:00 21:00–24:00
09 октября	Дракониды	Кругл.	10		17:00–23:00	07:30–09:30	05:00–12:30	08:00–13:30
21 октября	Ориониды	21/12	20	66	23:00–03:00	01:00–05:30	03:00–08:00	05:00–08:30
09 ноября	Тавриды	17/08	10	30	19:00–23:00	21:00–02:00	23:00–04:00	01:30–04:30
17 ноября	Леониды	22/14	10	72	01:00–04:30	04:00–07:00	05:30–10:00	23:30–03:30
14 декабря	Гемениды	17/11	60	35	04:00–07:00	23:30–02:30	02:00–05:00 18:00–22:00	03:00–07:00 18:00–23:00

направлении. Для каждой станции имеются области с большей вероятностью установления радиосвязи с помощью метеорных следов. Некоторое улучшение радиосвязи получается, если утром антенну развернуть на 7° севернее, а вечером на 7° южнее в направлении корреспондента. Нужно отметить, что отклонение направления антенн должно быть согласовано обоими корреспондентами. Существует оптимальная угломестная ориентация антенн на линиях связи, использующих рассеяние от метеорных следов.

Данные экспериментальных наблюдений и теоретические оценки показывают, что при образовании метеорных следов на высотах порядка 80–110 км над поверхностью Земли в них, в принципе, могут быть выполнены условия резонанса для волн УКВ-диапазона [5, 6]. Действительно, при помощи работающих в этом диапазоне радиолокационных станций было обнаружено, что при поперечной по отношению к оси следа ориентации вектора электрического поля амплитуда рассеиваемой следом волны имеет отчетливо выраженный резонанс (он наблюдается как всплеск на временной осциллограмме отраженного сигнала).

Однако, в отличие от случая газоразрядной плазмы, на резонансной кривой метеорного следа никогда не наблюдалась серия резонансных пиков, а всегда возникал лишь один (более широкий, чем в газовой разряде) резонансный максимум. Данное различие резонансных свойств обоих плазменных объектов объясняется различием радиального распределе-

ния их плотности. В метеорном следе плотность плазмы вследствие диффузии является плавно убывающей функцией расстояния до оси. В этом случае в области критической плотности возбуждается бегущая плазменная волна, поглощаемая на периферии объекта, и плазменно-волновые резонансы отсутствуют, так что наблюдаемый пик рассеяния – это геометрический резонанс плазменного цилиндра с размытой границей. Фактически отсутствие плазменно-волновых резонансов при метеорном рассеянии радиоволн на больших высотах можно рассматривать как экспериментальное доказательство существования эффектов линейной трансформации и затухания Ландау.

Существующая в условиях лабораторного и атмосферного экспериментов плазма – это частично или полностью ионизированный газ, содержащий в достаточном большом количестве свободные (не связанные в атом или молекулу) заряженные частицы – электроны и ионы, способные перемещаться под действием электрического поля или в результате собственного теплового движения на макроскопически большие расстояния. Достаточным в данном определении обычно считается такое число зарядов, при котором становится существенным их коллективное взаимодействие, осуществляемое через создаваемое ими коллективное электромагнитное поле. В среднем плазма нейтральна, или, как говорят, квазинейтральна: средние концентрации положительных и отрицатель-

ных зарядов в ней одинаковы, хотя в отдельных областях пространства они могут заметно различаться. Интерес к плазме как к особому состоянию вещества обусловлен той легкостью, активностью и быстротой реагирования, с какими она благодаря присутствию свободных зарядов, и в первую очередь малоинерционной электронной компоненты, откликается на действие электромагнитных полей и сама создает эти поля.

Важнейшей особенностью плазмы, определяющей характер ее взаимодействия с полями электромагнитного излучения различных частотных диапазонов (от радио до оптического) и играющей ключевую роль во многих практических приложениях, является возможность возникновения так называемого плазменного резонанса. Явление резонанса заключается, как известно, в сильном увеличении амплитуды вынужденных колебаний осциллятора (колебательной системы) при совпадении частоты внешней переменной силы с частотой его собственных колебаний. Плазма, в общем случае, представляет собой колебательную систему, которая в различных условиях может рассматриваться либо как система с сосредоточенными параметрами (наподобие маятника, груза на пружине или колебательного контура), либо как распределенная система (подобная струне, резиновому шнуру, органной трубе или электромагнитному резонатору). В обоих случаях при плазменном резонансе резко возрастают амплитуда колебаний электронов (при почти неподвижных ионах) и амплитуда потенциального (безвихревого) электрического поля в плазме. В первом случае для уяснения физической природы собственных колебаний достаточно учесть инерцию электронов и появление упругой возвращающей силы при упорядоченном смещении электронов внутри любого элементарного объема в плазме вследствие возникновения нескомпенсированных зарядов на его границах. В другом случае плазменный резонанс фактически представляет собой резонанс стоячей плазменной волны. Эта волна (называемая также ленгмюровской или электростатической) представляет собой продольную волну электронной плотности и электрического поля и может рассматриваться как своеобразный электронный аналог звуковой волны в жидкости или газе.

Первые теоретические и экспериментальные исследования плазменных волн и связанных с ними резонансных явлений были выполнены в конце 20-х гг. в связи с изучением свойств плазмы газового разряда. В последующие три десятилетия они исследовались в основном применительно к проблемам распространения радиоволн в плазме земной ионосферы и их рассеяния на плазменных объектах цилиндрической формы (газоразрядных трубках, ионизированных метеорных следах в атмосфере). Дальнейшее расширение этих исследований было стимулировано научно-техническими проектами, возникшими в свя-

зи с созданием мощных источников излучения как в радио-, так и в оптическом диапазоне. В частности, изучение и использование резонансных свойств плазмы в сильных полях оказались в центре внимания проблем лазерного термоядерного синтеза, плазменно-лазерных методов ускорения заряженных частиц и контролируемого воздействия мощного радиоизлучения на ионосферу.

Реальная плазма всегда неоднородна — ее плотность  $n$  и диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  зависят от координат. Если максимальная плотность  $n_{\max}$  превышает критическое значение  $n_c$  для данной частоты поля  $\omega$  (т.е.  $\omega < \omega_{p\max}$ ), то внутри плазмы всегда существует некоторая поверхность  $S$ , на которой выполнено условие плазменного резонанса  $\omega = \omega_{p\max}$ . При расчете поля вблизи этой поверхности любой ее небольшой участок можно рассматривать как локально-плоский. Это позволяет использовать для нормальной (перпендикулярной к поверхности  $S$ ) компоненты поля  $E_x$  в холодной плазме результат плоской одномерной модели:  $E_x = E_0 / \epsilon$ , полагая (для точек, лежащих вблизи поверхности  $S$ )  $\epsilon = \epsilon(x) = -x / L$  ( $L$  — характерный размер неоднородности плазмы). Особенность поля в точке  $x = 0$  (на поверхности  $S$ ) в холодной плазме, как и прежде, может быть устранена при учете соударений. При этом зависимость  $|E_x|(x)$  фактически имеет вид резонансной кривой.

Учет теплового движения электронов делает структуру поля более сложной: в области, где  $\epsilon > 0$ , возникает плазменная волна. Если эта область окружена со всех сторон более плотной непрозрачной плазмой с  $\epsilon(x) < 0$ , не существует волн с действительными волновыми числами  $k$  или имеет резкую границу, на которой плотность плазмы меняется скачком, то плазменная волна, отражаясь от границ области, оказывается полностью запертой внутри нее и может иметь резонанс. Если же плотность плавно и монотонно убывает в направлении от центра объекта к периферии, то волна распространяется в сторону убывания плотности и полностью поглощается в области  $\omega = \omega_p$  вследствие затухания Ландау. В последнем случае в окрестности точки  $\epsilon(x) = 0$  фактически имеет место преобразование энергии внешнего электромагнитного поля в энергию убегающей плазменной волны. Это явление часто называют эффектом линейной трансформации, противопоставляя его, тем самым, более сложным нелинейным эффектам подобного рода, возникающим лишь в полях большой амплитуды. Весьма важно, что полная величина мощности, поглощаемой в области плазменного резонанса (так называемое резонансное поглощение), оказывается независимой от конкретного механизма диссипации энергии (соударения частиц или линейная трансформация) и пропорциональной размеру неоднородности плазмы  $L$ . Этот результат справедлив (в рамках линейной теории) для плазменных объектов любой формы и размеров (слоя внутри конденсатора, газораз-

рядной трубки в волноводе, ионосферного слоя, облучаемого плоской электромагнитной волной, плазменной короны лазерного микровзрыва, плазменного следа метеора и т.п.).

В одной из предыдущих наших работ [7] рассмотрены вопросы физики и диагностики долгоживущих плазменных образований в воздухе, образующихся в условиях, сопровождающих вход различных космических объектов в атмосферу при достаточно высоких скоростях. При неравновесном распаде такой плазмы, когда лимитируется значение столкновительных механизмов генерации резонансно-возбужденных состояний, определяющую роль в релаксации энергии электронного возбуждения начинают играть низкорасположенные метастабильные состояния атомов и молекул, входящих в состав воздушной плазмы. Наряду с приложениями, связанными с метеорными явлениями, интерес к этой проблеме связан также с интенсивным развитием теории столкновений частиц, квантовой электроники, физики и химии плазмы и астрофизических исследований. Данные вопросы имеют определенное значение при разработке теоретических моделей и экспериментальном изучении энергоемких долгоживущих плазменных образований в воздухе, передаче энергии на расстояние, плазменных технологических процессах и т.д.

В данной работе решаются вопросы экспериментальной проверки некоторых результатов теоретических расчетов по рассеянию радиоволн плазменным цилиндром, моделирующим метеорный плазменный след. В качестве модели использовалась газоразрядная камера из кварцевого стекла диаметром до 10 см и длиной до 1 м, в которой поддерживался высокочастотный разряд в воздухе на частоте 40 МГц при давлении от 0.1 до 1000 Па.

При достаточно низких давлениях в разрядной камере порядка 0.1–1.0 Па, что имело место в нашем случае, распределение концентрации электронов по радиусу можно представить уравнением

$$n_e = n_0 - [(n_0 - n_s)/a^2]r^2, \quad (1)$$

где  $n_0$  – концентрация на оси трубки;  $n_s$  – концентрация у стенки;  $a$  – радиус трубки.

Линейная плотность электронов при этом будет равняться:

$$\alpha = \pi a^2(n_0 - n_s)/2. \quad (2)$$

При изменении разрядного тока в пределах от 0.2 до 1.0 А линейная электронная плотность изменялась от  $2 \cdot 10^{10}$  до  $3 \cdot 10^{12}$  см<sup>-1</sup>. Частота столкновений электронов составляла  $4.7 \cdot 10^9$  с<sup>-1</sup>.

Газоразрядная трубка может служить моделью метеорного следа фиксированного радиуса с различной плотностью электронов. При этом на ранней стадии жизни метеорного следа распределение концентрации электронов в поперечном сечении можно считать близким к распределению плотности электронов в высокочастотной газоразрядной плазме, подчиняющемуся параболическому закону. Действительно,

радиальное распределение электронной плотности в метеорном следе является гауссовым:

$$n_e = \alpha / (4 \pi D t + \pi R^2) \exp[-r^2 / (4 \pi D t + \pi R^2)], \quad (3)$$

где  $D$  – коэффициент диффузии;  $R$  – начальный радиус.

В выражение (3) введем параболическое приближение. Тогда, как следует из выражения (1), для газоразрядной трубки

$$n_e = n_0 [1 - \gamma_s (r/a)^2], \quad (4)$$

где  $\gamma_s = 1 - n_s/n_0$ .

В ходе экспериментов газоразрядная трубка облучалась передающей антенной, связанной с генератором микроволновых колебаний. Измерения велись при поперечной и продольной поляризациях, а также при произвольной поляризации падающей электромагнитной волны. В качестве передающей и приемной антенн использовались идентичные рупорные антенны. Внешняя антенна, связанная с измерителем мощности, помещалась в различных точках пространства так, чтобы ее диаграмма направленности пересекалась с диаграммой передающей антенны в месте расположения газоразрядной камеры. Эксперимент проводился в диапазоне длин волн 3–12 см. В качестве передающей и приемной антенн использовались идентичные рупорные антенны. Расстояния между каждой из антенн и газоразрядной трубкой выбирались из условия исключения эффекта близости. Контроль параметров высокочастотной воздушной плазмы, генерируемой в газоразрядной кварцевой трубке  $\varnothing = 10$  см и  $l = 1$  м высокочастотным генератором на частоте 37 МГц, проводился зондовыми, микроволновыми и спектральными методами. Дополнительно с помощью масс-спектрометра анализировался состав воздушной плазменной среды. Применение масс-спектрометрического метода позволило не только определить количественный и качественный состав плазмы, но и открыло возможность изучать различные химические реакции в воздушной плазме с учетом активных частиц.

Существенное влияние на протекающие в воздушной плазме физико-химические процессы, влияющие на электронную плотность, а следовательно, радиолокационные характеристики такой плазмы, оказывает вид функции распределения электронов по энергиям. Как показали зондовые измерения, вид функции распределения электронов по энергиям в высокочастотной воздушной плазме является существенно неравновесной и энергия электронов в хвосте распределения достигает значений 20–25 эВ. Оценки показали, что при давлении в разрядной камере порядка 100 Па время девозбуждения колебательно-возбужденных молекул электронами в плазме высокочастотного разряда в воздухе  $t_v = 5 \cdot 10^{-3}$  с и значительно меньше диффузионного времени жизни  $t_d = 4 \cdot 10^{-2}$  с. Это указывает на значительную роль ударов второго рода, за счет которых происходит девозбуждение колебательно-возбужденных молекул. Кроме того, большую роль

в такой плазме играют процессы девозбуждения метастабильных состояний некоторых молекул, что приводит к дополнительному подогреву электронов при распаде плазмы.

При моделировании условий рассеяния вперед учитывался зеркальный характер отражения радиоволн. Отраженные лучи образуют так называемый конус рассеяния, ось которого совпадает с осью цилиндра [8]. С учетом дипольного характера рассеяния электронов, поляризации падающей волны и пространственной геометрии в определенных направлениях излучения вдоль конуса происходит ослабление уровня мощности. Отраженные сигналы будут приниматься от плазменных цилиндров, расположенных в касательной плоскости к семейству эллипсоидов вращения, которые могут быть описаны вокруг точек расположения передатчика и приемника как общих фокусов.

При рассеянии вперед отчетливо проявляются как главный резонанс, так и резонанс первого порядка. Сравнение резонансного рассеяния вперед с резонансным рассеянием назад ( $2\phi = 0$ ) показывает, что, во-первых, главный максимум отраженного сигнала меньше по величине и, во-вторых, несколько увеличивается ширина резонансной кривой. Добротность главного резонанса плазменного цилиндра  $Q = \omega_p / \Delta\omega^{1/2}$ , где  $\omega_p$  – плазменная частота, соответствующая разрядному току при максимуме рассеянного сигнала, а  $\Delta\omega^{1/2}$  – ширина резонансной кривой на уровне половинной мощности. Учитывая, что  $\omega_p \sim \omega_0$ , а  $\omega_0 \sim n^{1/2} \sim I^{1/2}$ , в координатах  $P_r = f(I)$ , получим

$$Q = I_0^{1/2} / (I_2^{1/2} - I_1^{1/2}). \quad (5)$$

При рассеянии вперед длина первой зоны Френеля, вносящей основной вклад в рассеянный сигнал, равна

$$F = 2[R_1 R_2 / (R_1 + R_2)(1 - \sin^2\phi \cos^2\beta)]^{1/2}. \quad (6)$$

Получены значения добротности плазменного цилиндра в зависимости от угла  $\beta$  при  $2\phi = 150^\circ$  (табл. 2).

Таблица 2

$\beta$	$30^\circ$	$45^\circ$	$90^\circ$
Q	8	10	12

Как следует из таблицы, с увеличением угла  $\beta$  наблюдается возрастание добротности. Отличительные особенности резонансного рассеяния вперед, по-видимому, можно объяснить геометрией рассеяния. Как следует из (6), при увеличении  $\beta$  размер первой зоны Френеля уменьшается, что приводит к уменьшению рассеивающего объема плазменного цилиндра, а следовательно, и к уменьшению радиационных потерь и потерь за счет столкновений электронов в плазме (относительная частота столкновений электронов  $\bar{v} = 0.04$ ).

Исследования влияния угла поляризации падающей электромагнитной волны на резонансные явления при рассеянии вперед показывают, что для любых углов рассеяния главный резонанс начинает заметно проявляться только при  $\gamma > 30^\circ$ , где  $\gamma$  – угол между электрическим вектором падающего поля и осью цилиндра, и дальше с увеличением монотонно возрастает.

Явление плазменного резонанса при рассеянии вперед для любых углов рассеяния, а также при произвольной ориентации газоразрядной трубки к плоскости распространения наблюдается на длине волны 12 см при разрядных токах от 0.75 до 0.9 А, что соответствует линейным электронным плотностям от  $2 \cdot 10^{11}$  до  $2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Такие значения электронных плотностей соответствуют ненасыщенным метеорным следам с относительным поперечным размером  $2\pi a/\lambda = 0.53$ . Теоретические расчеты как раз и дают увеличение поляризационных отношений в тех же пределах электронных плотностей и при тех же размерах плазменных цилиндров, что и экспериментальные исследования.

Влияние угла рассеяния  $\phi$  на величину сигнала, отраженного вперед при наличии плазменного резонанса, исследовалось, когда ось газоразрядной трубки располагалась перпендикулярно плоскости распространения. При увеличении угла рассеяния от нуля (случай рассеяния назад) сначала наблюдается уменьшение уровня рассеянного сигнала с минимумом в пределах  $2\phi = 60 - 105^\circ$ , а затем сигнал возрастает и уже при угле  $2\phi = 150^\circ$  превосходит сигнал, отраженный назад, примерно в шесть раз. Теоретические расчеты диаграммы рассеяния дают примерно такую же картину.

Таким образом, результаты экспериментального моделирования резонансного рассеяния радиоволн вперед плазменным цилиндром совпадают с результатами теоретических расчетов. Однако сравнение проведено только для одного фиксированного поперечного размера плазменного цилиндра при электронных плотностях, меньших  $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Поэтому целесообразно провести подобные экспериментальные исследования при других поперечных размерах плазменных цилиндров, при больших электронных плотностях и в других диапазонах длин зондирующих волн.

Особо необходимо отметить, что представленные в данной работе подходы могут быть применены как к метеорам, так и к любым другим космическим объектам, проходящим плотные слои атмосферы. Эти объекты, создающие за собой заметные плазменные следы, могут легко идентифицироваться на основе измерений радиолокационных характеристик этих

плазменных следов. При этом необходимо исходить из того обстоятельства, что параметры образованного проходящим плотные слои атмосферы космическим объектом плазменного следа однозначно связаны с характеристиками этого объекта, включая его геометрию.

### **Литература**

1. Allen H.J., Baldwin B.S. // J. Geophys. Res. 1967. Vol. 72. № 13.
2. McCrosky R.E. et al. Prairie network fireball data. II. Trajectories and light curves // Center for astrophysics preprint series. 1977. № 721.
3. Roberts L. // NASA Techn. Rep. R-10. 1959.
4. Verniani F. // J. Geophys. Res. 1973. Vol. 78. № 35.
5. Гильденбург В.Б. Плазма как объект физических исследований // Соросовский образовательный журнал. 1996. № 2.
6. Ерухимов Л.М. Ионосфера Земли как космическая плазменная лаборатория // Там же. 1998. № 4.
7. Kopytin J.D., Protasevich E.T., Chistjakova L.K., Shishkovsky V.I. The Influence of laser and RF-radiation on the air environment. Novosibirsk, 1992.
8. Protasevich E.T., Shishkovsky V.I. Laboratory Modelling of Disperision of Radiowaves by Meteoric Traces // Symposium Abst.: «Progress Electromagnetic.Research Symposium» (Pisa, Italy, March 28–31. 2004). Pisa, 2004.