

УДК 519.6; 533.6

## ОСОБЕННОСТИ ФОТОИОНИЗАЦИИ ОКОЛО ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Горелов В.А., Киреев А.Ю., Шведченко В.В.

*ФГУП «Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского»,  
г. Жуковский*

**va\_gorelov@mail.ru**

### Аннотация

В работе рассматривается эффект образования перед головной ударной волной около летательного аппарата входящего в атмосферу Земли со скоростью  $\sim 12$  км/с ореола фотоионизации воздуха. Представлена приближенная модель этого эффекта, основанная на анализе соответствующих экспериментальных данных. При применении этой модели использовались результаты расчетов термофизических параметров неравновесного вязкого ударного слоя при полете на высотах 40÷80 км. Получены данные по эффектам влияния плазмы ударного слоя и фотоионизационного ореола на процессы отражения и поглощения электромагнитных волн в различных частотных диапазонах.

### PECULIARITIES OF PHOTOIONIZATION ABOUT HIGH-SPEED AIRCRAFTS

In the paper the formation of air photoionization aura ahead a shock wave about entering into the Earth's atmosphere with a speed  $\sim 12$  km/s aircraft is considered. The approached model of this effect based on the analysis of corresponding experimental data is presented. At application of this model, calculations of nonequilibrium viscous shock layer thermophysical parameters were used at flight altitudes 40÷80 km. Data on shock layer and photoionization aura plasma influence on electromagnetic waves reflection and absorption processes in different frequency ranges are obtained.

### Введение.

При движении летательных аппаратов (ЛА) с большими сверхзвуковыми скоростями в атмосфере теоретически предсказывается и наблюдается в экспериментах эффект ионизации воздуха перед фронтом головной ударной волны.

Это явление, получившее название опережающей ионизации (или предионизации), обусловлено фотоионизацией набегающего потока газа ультрафиолетовым излучением, выходящим из высокотемпературного слоя за фронтом ударной волны.

Интерес, проявляемый к эффекту предионизации, связан с тем, что ионизация газа на больших расстояниях перед летательным аппаратом, движущимся в атмосфере, способна увеличить эффективную отражающую поверхность для сигнала радиолокационных станций и повлиять на характер прохождения радиоволны через слой плазменных образований около ЛА. Этот эффект впервые был обнаружен в США в 1962 г. при радарном слежении за спускаемым аппаратом МА-6. На высоте 70 км. при скорости полета 7 км/с был обнаружен эффективный радиус сечения рассеяния радиолокационного сигнала более чем в 10 раз превышающий радиус аппарата МА-6.

Эффект предионизации в последнее время привлекает внимание в связи с развитием технологий доставки на Землю образцов объектов «дальнего космоса» [1]. В этих проектах используются возвращаемые капсулы малых размеров, входящие в атмосферу Земли со сверхорбитальными скоростями ( $V=9\div 12$  км/с). В условиях высокоскоростного входа мощное излучение ударного слоя около капсулы может приводить к эффекту предионизации и существенному влиянию его на изменение эффективного поперечника рассеяния (ЭПР)

радиолокационного сигнала, что необходимо учитывать при рассмотрении системных вопросов радиолокации таких объектов. В настоящей статье рассматривается эффект предшествующей фотоионизации и его влияние на ЭПР применительно к условиям входа в атмосферу Земли спускаемого аппарата (СА) со скоростью  $\sim 12$  км/с.

Подробные экспериментальные исследования процесса предшествующей ионизации перед сильными ударными волнами в воздухе при скоростях  $4.8 \div 14$  км/с были проведены в ударных аэродинамических трубах США и СССР (ЦАГИ) [2-5]. Анализ полученных экспериментальных результатов свидетельствует о том, что электроны в области перед ударной волной в воздухе образуются, в основном, за счет процесса фотоионизации молекул кислорода воздуха ультрафиолетовым излучением с длинами волн  $\lambda < 1050 \text{ \AA}$ .

На рис. 1. представлены результаты измерения распределения концентрации электронов  $n_e$  перед фронтом ударной волны при ее распространении в воздухе в диапазоне скоростей  $6 \div 14$  км/с, полученные в ЦАГИ [4,5]. Значения давления воздуха перед ударной волной  $P_1$  и ее скорости  $V$  представлены в Таблице 1.

**Таблица 1**

№ кривых	1	2	3	4	5
$V$ , км/с	6	7.5	9.5	11.3	14
$P_1$ , тор	0.5	0.5	0.2	0.2	0.2

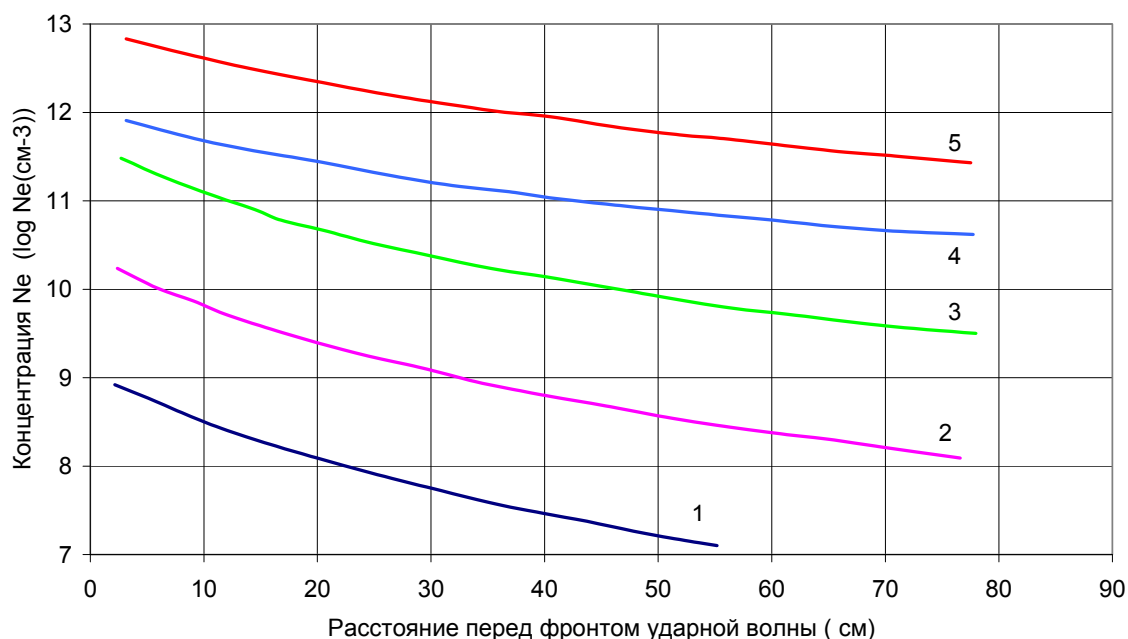


Рис.1. Результаты измерений концентраций электронов перед фронтом ударной волны (положению фронта соответствует значение 0 на оси абсцисс).

Для каждого режима приведены осредненные графики распределения  $n_e$ , полученные при статистической обработке результатов большого числа экспериментов. Видно, что значения  $n_e$  непосредственно перед фронтом ударной волны изменяется в пределах величин от  $10^9 \text{ см}^{-3}$  до  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  при скоростях 6 км/с и 14 км/с, соответственно. При этом отношение концентраций электронов непосредственно перед фронтом ударной волны к их концентрации в равновесной зоне за ударной волной варьируется от  $10^{-5}$  до  $10^{-2}$ .

Относительно низкий уровень  $n_e$  перед волной слабо влияет на кинетику физико-химических процессов, включая ионизацию во фронте ударной волны в воздухе, но должен учитываться в задачах взаимодействия плазменных образований с электромагнитным излучением.

Как известно, характер распространения радиоволн в плазме в основном зависит от соотношения между частотой радиосигнала  $f$ , плазменной частотой  $f_p = 9 \cdot 10^9 (n_e(\text{см}^{-3}))^{0.5}$  и частотой электронных столкновений  $\nu_e$ .

При рассмотрении вопроса о влиянии «ореола» фотоионизации, образующегося перед СА, на ЭПР радиолокационного сигнала необходимо учитывать два основных «конкурирующих» процесса. Если в области предионизации при условии  $\nu_e < 2\pi f$  достигается критическое значение  $n_e = 0.12 \cdot 10^{-7} f^2$ , радиолокационный сигнал будет отражаться не от поверхности СА, а от слоя области предшествующей ионизации с критическим значением электронной концентрации. Этот эффект увеличивает эффективный ЭПР СА. Другим процессом, уменьшающим эффективный ЭПР СА, является поглощение радиолокационного сигнала плазмой фотоионизационного «ореола».

Цель данной работы – определить необходимость учета эффектов предионизации при рассмотрении задач влияния плазменных образований около высокоскоростных ЛА на эффективный поперечник рассеяния радиолокационных сигналов.

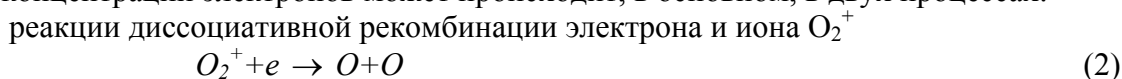
### Приближенная модель процесса предшествующей фотоионизации.

Используется приближенная модель процесса ионизации перед фронтом ударной волны, основанная на результатах экспериментальных исследований.

В воздухе основным процессом ионизации перед фронтом ударной волны является процесс прямой фотоионизации молекулы кислорода излучением в ультрафиолетовой и далекой ультрафиолетовой частях спектра



Реакция приводит к образованию фотоэлектрона и иона молекулы кислорода. Уменьшение концентрации электронов может происходить, в основном, в двух процессах:



реакции прилипания электрона в тройных соударениях с молекулой  $O_2$



Рассмотрим выражения для скоростей реакций (1-3).

Константа скорости процесса (1) определяется сечением поглощения ультрафиолетового излучения молекулярным кислородом в ионизационном континууме  $\sigma$ , которое может быть с достаточной степенью точности представлено ступенчатой функцией

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_1 & \lambda_2 \leq \lambda \leq \lambda_1 \\ \sigma_2 & \lambda_3 \leq \lambda < \lambda_2 \end{cases}$$

где  $\sigma_1 = 3 \cdot 10^{-18} \text{см}^2$ ,  $\sigma_2 = 2 \cdot 10^{-17} \text{см}^2$ ,  $\lambda_1 = 1050 \text{Å}$ ,  $\lambda_2 = 850 \text{Å}$ ,  $\lambda_3 = 270 \text{Å}$  [6].

Константа скорости реакции (2) зависит от температуры свободных электронов  $Te$  ( $^\circ K$ ) следующим образом

$$k_2(Te) = 2.0 \cdot 10^{-7} (Te/300)^{-0.7} \text{ (см}^3/\text{с)}$$

Выражение для константы скорости реакции (3) принято в виде

$$k_3(Te) = 4.20 \cdot 10^{-27} Te^{-1} \exp(-600/Te) \text{ (см}^6/\text{с)}$$

Для скорости изменения концентрации электронов в реакциях (1-3) может быть записано следующее соотношение

$$\frac{dn_e}{dt} = - \int_{\nu_1}^{\nu_3} \int_{4\pi} k_\nu \frac{J_{\nu 0}}{h\nu} \exp\left(-\int_0^l k_\nu dl'\right) d\Omega d\nu - k_2 n_e^2 - k_3 n_{O_2}^2 n_e \quad (4)$$

позволяющее рассчитать концентрации электронов в области перед фронтом ударной волны. В (4)  $k_\nu$ -коэффициент поглощения излучения на частоте  $\nu = c/\lambda$  ( $k_\nu = n_{O_2} \sigma(\lambda)$ ),  $J_{\nu 0}$ -интенсивность излучения на частоте  $\nu$ , определяемая на фронте ударной волны, интегрирование ведется по элементу телесного угла  $d\Omega$ ,  $l$ - расстояние до расчетной точки в пространстве перед ударной волной (отсчитывается от ее фронта).

Основываясь на результатах экспериментальных исследований, введем ряд упрощений.

Учитывая соотношение  $\frac{dn_e}{dt} = \frac{\partial n_e}{\partial t} - V_\infty \frac{dn_e}{dx}$ ;  $\frac{\partial n_e}{\partial t} \ll \frac{dn_e}{dt}$  можно оценить условия, когда в (4)

можно пренебречь процессами рекомбинации и прилипания электронов в тройных столкновениях. Эти условия можно записать в виде

$$V \frac{dn_e}{dx} \sim V \frac{n_e}{\lambda_I} > k_2 n_e n_{O_2} + k_3 n_e n_{O_2}^2 \quad (5)$$

где  $\lambda_I$ -фотоионизационная длина пробега фотона в области перед ударной волной,  $V$ - скорость ударной волны. При  $V = 5 \div 12$  км/с условие (5) выполняется, если  $n_e < 10^{12} \text{ см}^{-3}$  для высот в диапазоне  $60 \div 80$  км.

Для анализа результатов экспериментов, проведенных в электроразрядной ударной трубе использовался приближенный подход [4], в котором рассматривалось фотоионизирующее излучение области газа за ударной волной, представляющей дисковый источник, толщина которого равнялась протяженности «пробки» газа, сжатого в ударной волне, а радиус-  $r$  равен внутреннему радиусу канала ударной трубы. В этом случае из (4) при учете соотношения  $\frac{dn_e}{dt} \approx -V \frac{dn_e}{dx}$  и выполнении условия (5) может быть получена следующая

формула для определения распределения концентрации электронов по оси канала ударной трубы перед фронтом ударной волны для усредненного значения  $k$  в рассматриваемом спектральном диапазоне (см. рис2).

$$n_e(x) \approx \frac{2\pi k \lambda_I}{VI} \int_0^{\lambda_I} J_\lambda d\lambda \int_x^\infty dx \int_0^{\theta_R} \exp\left(-kx/\cos\theta\right) \sin\theta d\theta \quad (6)$$

где  $\lambda_I$ -граничная длина волны для процесса фотоионизации кислорода,  $I$  – энергия ионизации  $O_2$ ,  $\theta = \arctg(r/x)$ , где  $r$ - значение текущего радиуса рассматриваемого излучающего дискового слоя, значение  $\theta_R$ -соответствует радиусу канала трубы –  $R$ . Проведя интегрирование в (6), можно получить соотношение

$$n_e(X) \approx \frac{2\pi J}{VI} \left[ E_3(kx) - E_3(k\sqrt{x^2 - R^2}) \right] \quad (7)$$

где  $J = \int_0^{\lambda_I} J_\lambda d\lambda$  - поток фотоионизирующего излучения ударного слоя,  $E_3$ . – интегро-

экспоненциальная функция 3-го рода. Используя (7) можно сравнить расчетные распределения относительных величин  $N_e = n_e(x)/n_e(0)$  при различных значениях  $k$  с результатами эксперимента и таким образом сделать определенное заключение о процессе фотоионизации воздуха перед ударной волной.

На рис.2 представлены распределения  $N_e(x) = n_e(x)/n_e(0)$ , рассчитанные с использованием (7) для значений  $k_1 = n_{O_2} \sigma_1$  и  $k_2 = n_{O_2} \sigma_2$ , (кривые I и II, соответственно). Концентрация молекулярного кислорода  $n_{O_2}$  соответствует давлению воздуха перед ударной волной  $P_1 = 0.5$  тор.

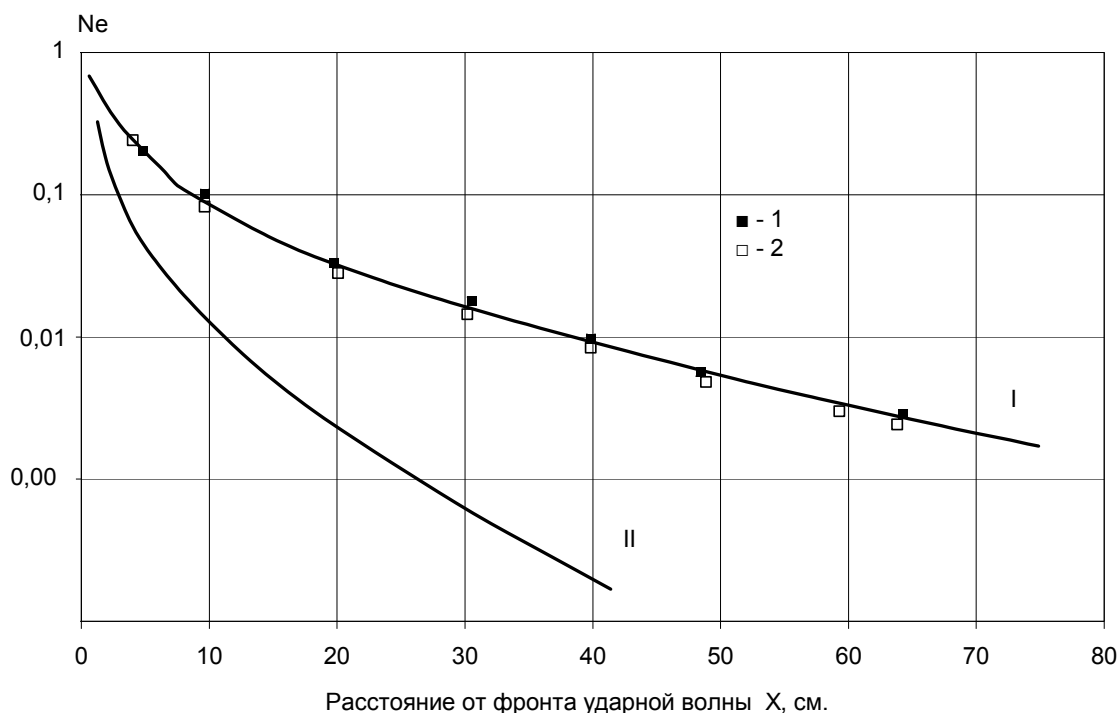


Рис.2. Распределение относительных величин  $N_e = n_e(x)/n_e(0)$  при различных коэффициентах поглощения  $k$ .

Значения  $N_e(x)$ , полученные по результатам экспериментов при  $V=8.5$  и  $10.6$  км/с, обозначены цифрами 1 и 2. Видно, что эксперимент хорошо согласуется с расчетом при сечении фотоионизации  $O_2$   $\sigma_I = 3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ , соответствующему диапазону  $850 \div 1050 \text{ \AA}$  длин волн УФ излучения. При интерпретации этого факта следует иметь в виду, что, как показывает расчетный анализ, интенсивность излучения ударного слоя на длинах волн  $\lambda < 850 \text{ \AA}$  при  $T = 10000^\circ\text{K}$  составляет менее 10% величины излучения в диапазоне  $850 \div 1050 \text{ \AA}$ .

Основным параметром при расчетах концентрации электронов в области фотоионизации перед фронтом ударной волны является значение интенсивности излучения  $J_\nu$  на фронте ударной волны. В качестве наиболее простой модели фотоионизирующего излучения ударного слоя часто используется модель излучения черного тела (см., например [7]). Ее применение обосновывается высоким значением коэффициента поглощения вакуумного ультрафиолета в ударном слое. Основываясь на результатах проведенных экспериментов, рассмотрим возможность использования этой модели.

На рис 3 цифрами 1 и 2 обозначены результаты измерения распределения концентрации  $n_e$  перед фронтом ударной волны при скорости ее распространения 10 и 7 км/с [4]. Соответствующие расчетные кривые (I и II) получены с использованием соотношения (7), в котором величина  $J_\nu$  определялась по формуле Вина, с равновесным значением температуры  $T$  за фронтом ударной волны.

$$J_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)$$

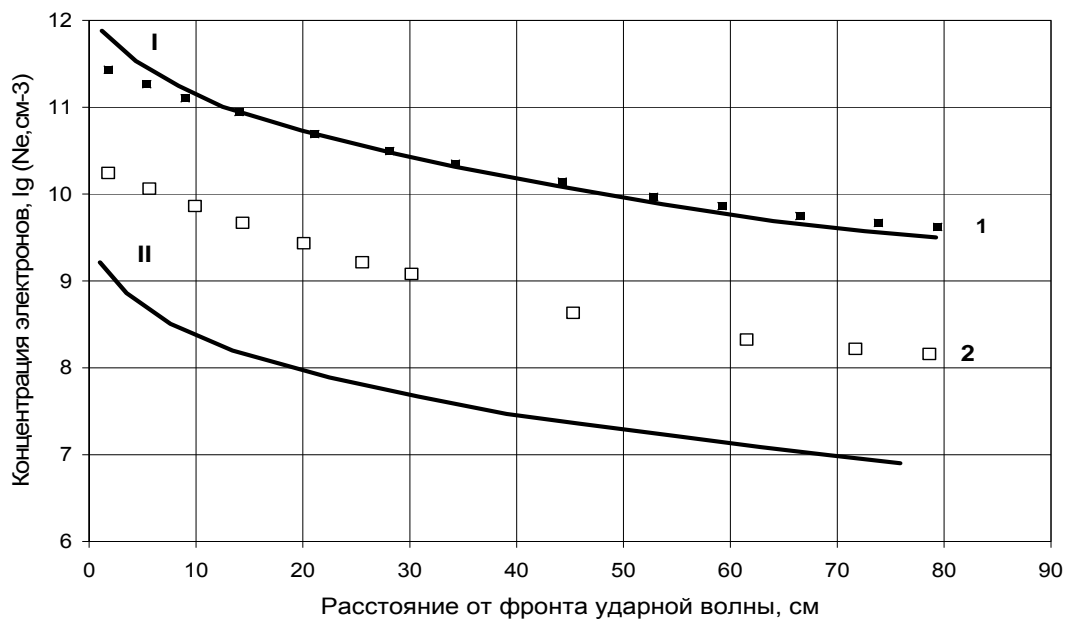


Рис.3. Сравнения результатов эксперимента и расчета распределения  $n_e(x)$  при различных скоростях ударной волны.

Видно, что если при скорости ударной волны  $V=10$  км/с расчет распределения  $n_e$  перед ее фронтом хорошо согласуется с результатами эксперимента, то при  $V=7$  км/с экспериментальные данные более чем на порядок величины превышают расчетные. Более определенную информацию об условиях возможного использования модели черного тела для расчета концентрации электронов в зоне фотоионизации можно получить из рис 4 , на котором кривой представлены расчетные значения  $n_e$  непосредственно перед фронтом ударной волны (на расстоянии  $\sim 1$  см) в зависимости от ее скорости и давления  $P_l = 0.5$  тор и приведены соответствующие результаты измерений  $n_e$  [4].

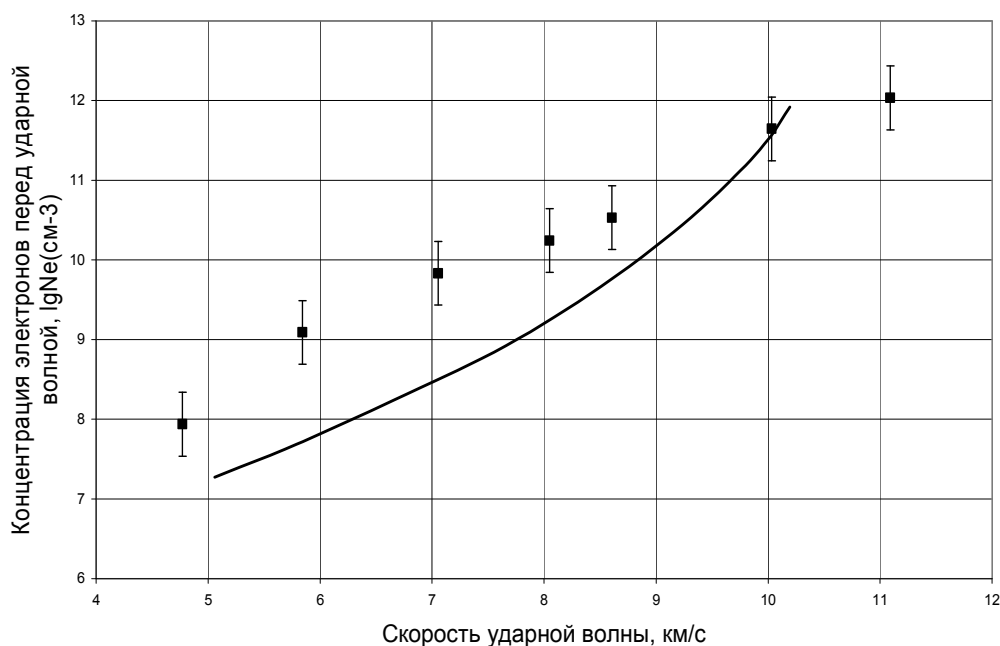


Рис.4. Сравнение расчетных и экспериментальных значений  $n_e$  непосредственно перед фронтом ударной волны.

Видно, что наибольшее расхождение между экспериментом и расчетом наблюдается в диапазоне скоростей  $6 \div 8$  км/с. Это обусловлено, по-видимому, сильным влиянием неравновесного характера УФ излучения за ударной волной в этих условиях. При  $V > 9$  км/с влияние УФ излучения из неравновесной области за ударной волной снижается, и модель излучения черного тела с равновесным значением температуры может использоваться для оценочных расчетов значений плотностей электронов в зоне предионизации.

**Геометрическая модель фотоионизирующего излучения.**

В полете высокоскоростных ЛА основным источником ионизирующего излучения является, как правило, область ударного слоя в окрестности критической точки носового затупления. В этом случае задача определения поля предионизации может быть сведена к рассмотрению эффектов предионизации около сферы соответствующего радиуса  $R$ , обтекаемой гиперзвуковым потоком воздуха. При этом, возможно использование приближенных геометрических моделей излучающего ударного слоя. Одной из таких моделей является модель дискового источника излучения. В ней реальная область излучающего ударного слоя около сферического затупления заменяется излучающим соосным диском определенного эффективного радиуса  $R_{эфф}$ . Схема модели излучающего диска показана на рис.5. Толщина диска равняется величине отхода ударной волны  $\Delta$ , а его радиус  $R_{эфф} = R \cos \varphi_{эфф}$ .

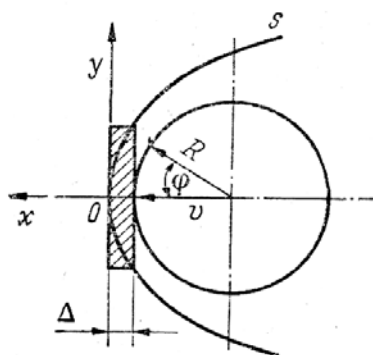


Рис.5. Схема модели излучающего диска.

Величина  $\varphi_{эфф}$  может быть выбрана по результатам оценки зависимости ионизирующего излучения ударного слоя от полярного угла. Эти оценки, выполненные на основе численных расчетов зависимости излучательной способности ударного слоя от угла  $\varphi$ , показали, что излучающая область ударного слоя может моделироваться диском с  $R_{эфф}$ , соответствующему  $\varphi_{эфф} \sim 30^\circ$ . В рассматриваемой модели предполагалось, что излучение диска соответствует излучению слоя за плоской ударной волной с соответствующей скоростью распространения. При этом распределение концентрации  $n_e$  в области фотоионизации при  $y=0$  может определяться по формуле (7) при  $R=R_{эфф}$ . Используя модель дискового источника при  $x > R_{эфф}$ , несложно получить распределение  $n_e$  в плоскости  $x-y$  перед головной ударной волной около высокоскоростного ЛА при выполнении условия (5).

$$n_e(x, y) = \frac{J_0 S}{VI} \int_x^\infty \frac{x \exp(-k\sqrt{x^2 + y^2})}{(x^2 + y^2)^{3/2}} dx = \frac{J_0 S k^2}{VI} \frac{E_2(k\sqrt{x^2 + y^2})}{\sqrt{x^2 + y^2}}$$

где  $S$  – площадь дискового источника,  $E_2$  – интегро-экспоненциальная функция.

В принципе, модель дискового источника может быть некорректна при нарушении условия  $x \gg R_{эфф}$ . Для выяснения этого вопроса были проведены расчеты распределения  $n_e$  в зоне фотоионизации с использованием модели сферического излучающего слоя.

Рассматривая окрестность критической точки, характеризующейся максимальными радиационными потоками, примем, что ударная волна около тела со сферическим затуплением имеет форму, близкую к сферической, радиуса  $R_s = R(1 + \frac{\Delta}{R})$ . Положение точек  $S$  в пространстве и  $S'$  на поверхности ударной волны характеризуется сферическими координатами  $(\vec{r}', \theta_0, \varphi_0)$  и  $(\vec{r}', \theta, \varphi)$ , соответственно (см. рис. 6).

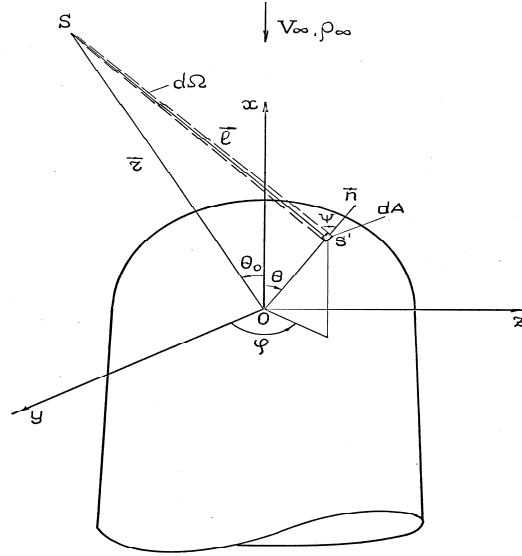


Рис.6. Модель сферического излучающего слоя.

Переход от сферических координат к декартовым определяется следующим образом.

$$\begin{aligned} x_S &= r' \cos \theta_0 & x_{S'} &= r'_b \cos \theta \\ y_S &= r' \cos \varphi_0 \sin \theta_0 & y_{S'} &= r'_b \cos \varphi \sin \theta \\ y_S &= r' \sin \varphi_0 \cos \theta_0 & y_{S'} &= r'_b \sin \varphi \cos \theta \end{aligned}$$

Если ось  $OX$  является осью симметрии, элемент телесного угла  $d\Omega = \frac{\cos \psi dA}{l'^2}$ , где  $dA = r_b'^2 \sin \theta d\theta d\varphi$  -элемент площади, а  $l' = (r'^2 + r_b'^2 - 2r'r_b' \cos \omega)^{0.5}$  -расстояние между точками  $S$  и  $S'$ .

$$\cos \omega = \cos \theta \cos \theta_0 + \sin \theta \sin \theta_0 \cos \varphi; \quad \cos \psi = \frac{r' \cos \omega - r_b'}{l'}$$

Введем обозначения  $r = \frac{r}{R}$ ,  $l = \frac{l'}{R}$ , ( $r_b' = R$ ) и преобразуем выражение (4) к виду

$$-V_\infty \frac{dn_e}{dx} = -k_{v1} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \Phi_1(\theta) \frac{(1 - r \cos \omega)}{l^3} \exp(-Rk_{v1}l) \sin \theta d\theta d\varphi \quad (8)$$



где  $\Phi(\theta) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} J_{\lambda}(\theta) d\lambda$  и  $J_{\lambda}(\theta)$  - распределение ионизирующего излучения ударного слоя по углу  $\theta$ . Значения верхних и нижних пределов интегрирования по углу  $\theta$  определяются из соотношения

$$\tan \theta_{1,2} = \frac{r^2 \sin \theta_0 \cos \theta_0 \cos \varphi \mp (r^2 (\cos^2 \theta_0 + \sin^2 \theta_0 \cos^2 \varphi) - 1)^{0.5}}{1 - r^2 \sin^2 \theta_0 \cos^2 \varphi} \quad (9)$$

Выражение (9) описывает поверхность пересечения конуса влияния (с вершиной  $S'$ ) со сферической частью ударной волны (минимальное и максимальное значения угла  $\theta$  равны соответственно  $-\frac{\pi}{2}$  и  $+\frac{\pi}{2}$ ).

$k_{v1} = n_{O_2} \sigma_1$  - коэффициент поглощения излучения в ионизационном континууме  $O_2$  в спектральном интервале  $850 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 1050 \text{ \AA}$ .

Уравнение (8) имеет граничное условие  $n_e \rightarrow 0$  при  $x \rightarrow \infty$ . Интегрирование от  $x \gg R$  до  $x = x_s$  определяет значения электронных концентраций в произвольной точке  $S$  пространства перед фронтом головной ударной волны.

Решение (8) проводилось численным методом (Рунге-Кутта). Интегрирование по углам  $\varphi$  и  $\theta$  проводилось с использованием метода Симпсона вычисления кратных интегралов.

На рис 7 приведены изолинии  $n_e = const$  в плоскости  $x$ - $y$  в зоне фотоионизации для условий полета ЛА с радиусом затупления  $R = 0.8$  м при полете на высоте  $H = 70$  км со скоростью  $V = 7$  км/с ( $X = x/R$ ,  $Y = y/R$ ). Изолинии 1 соответствуют значению  $n_e = 2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ , 2-  $n_e = 5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ .

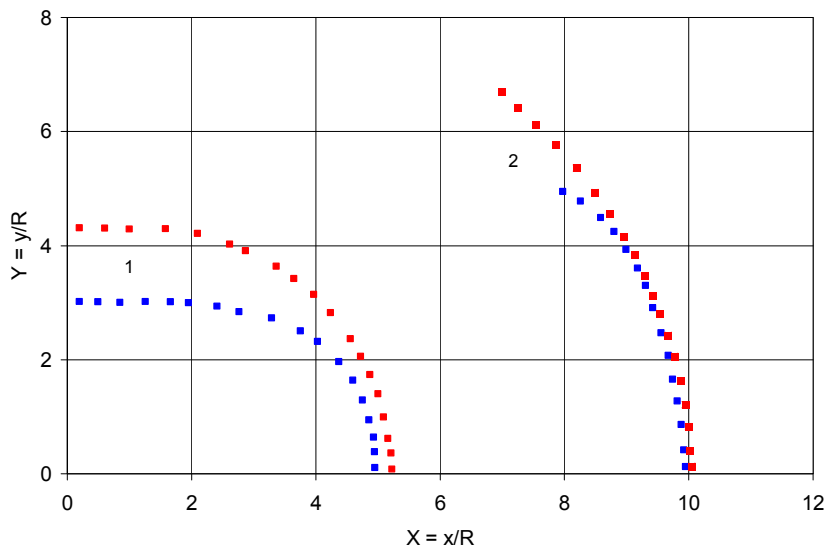


Рис 7. Изолинии  $n_e = const$ . в плоскости  $x - y$  зоны фотоионизации.

Красными маркерами показаны изолинии, рассчитанные по модели дискового источника фотоионизирующего излучения, а синие маркеры соответствуют использованию модели сферического слоя. Видно, что при  $X > 8$  расчеты по этим моделям неплохо согласуются друг с другом в приосевой области фотоионизационного ореола.

### Численная модель для расчета параметров поля предшествующей ионизации.

В данном приближенном анализе влияния на ЭПР радиолокационного сигнала плазменных образований около СА при полете в атмосфере использовалась упрощенная модель определения термофизических параметров в зоне предшествующей ионизации. Основным параметром, необходимым при расчетах фотоионизации, является значение интенсивности излучения  $J_{\nu_0}$  на частоте  $\nu$ , определяемое на фронте ударной волны. В приближенном подходе использовалась модель дискового источника излучения. Излучение ударного слоя определялось по модели "излучающего черного тела". Согласно этой модели, величина  $J_{\nu_0}$  находится по формуле Вина и результатам расчета термофизических характеристик химически неравновесного ударного слоя около СА на траектории его полета, проведенным на основе 2-D полных уравнений Навье-Стокса [8].

Задача решалась численно на основе интегро-интерполяционного метода (метода конечного объема). Консервативная разностная схема является полностью неявной. Расчеты выполнены на сетках, содержащих  $151 \times 101$  и  $301 \times 201$  узлов.

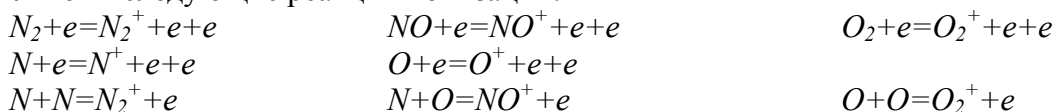
Кинетическая схема, используемая при решении задачи, включала в себя:

-«Однотемпературную» модель: колебательные, вращательные температуры и температура свободных электронов предполагались равными температуре поступательных степеней свободы. Использование однотемпературной модели обосновывается короткими временами релаксационных процессов в ударном слое при режиме входа СА в атмосферу со сверхорбитальной скоростью.

-Диссоциацию и обменные реакции.

-Ионизацию и реакции обмена зарядом.

Учтены следующие реакции ионизации:



При скоростях движения ударной волны, превышающих 9 км/с, происходит смена механизма ионизации. Если при  $V < 9$  км/с основной вклад в ионизацию вносят реакции ассоциативной ионизации, формирующие молекулярные ионы  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $NO^+$ , то при  $V > 9$  км/с ионизация в ударном слое в значительной степени определяется атомарными ионами  $N^+$  и  $O^+$ , образующимися при неупругих соударениях атомов азота и кислорода с электронами.

Анализ имеющихся в литературе данных показал, что существует большой разброс в величинах и температурной зависимости констант скоростей  $k_f = A \cdot T_e^B \cdot \exp(-C/T_e)$  ионизации атомов  $N$  и  $O$  электронным ударом. На основе сравнения с экспериментальными данными была выбрана модель [9] в которой для реакции  $N + e = N^+ + e + e$  используются значения:  $A = 5.05 \cdot 10^{19}$ ,  $B = 0$ ,  $C = 168200$ , а для реакции  $O + e = O^+ + e + e$  -  $A = 7.74 \cdot 10^{12}$ ,  $B = 0.7$ ,  $C = 157760$ .

В модели, определяющей коэффициенты отражения и рассеяния энергии плоской электромагнитной волны, падающей на плазменный слой, использовалось следующее представление диэлектрической проводимости плазмы

$$\varepsilon = 1 - \frac{p^2}{1+q^2} - iq \frac{p^2}{1+q^2}, \text{ где } p = \frac{f_p}{f}, \text{ а } q = \frac{\nu_e}{2\pi f} \quad (10)$$

В (10)  $f$  (Гц) – частота электромагнитной волны,  $\nu_e$  – частота столкновений электронов в плазме и  $f_p$  (Гц) – плазменная частота, зависящая от концентраций свободных электронов  $n_e$  ( $\text{см}^{-3}$ ) как  $f_p = 9.0 \times 10^3 \sqrt{n_e}$ . Частота столкновений электронов определялась через электронную температуру  $T_e$  и концентрации нейтральных и заряженных (ионов) частиц ( $\text{см}^{-3}$ ) ( $n_a$ ,  $n_i$ , соответственно)  $\nu_e = 1.8 \times 10^{-8} (T_e/300)^{0.5} n_a + 6.1 \times 10^{-3} (T_e/300)^{0.5} n_i$ .

Здесь принимается, что в зоне предионизации  $T_e$  равна температуре набегающего потока воздуха, в ударном слое значения электронной и поступательной температур газа совпадают.

Прохождение плоской волны через плазменный слой описывается формулой

$E = E_0 e^{-in2\pi z/\lambda} = E_0 e^{-\alpha 2\pi z/\lambda} e^{-i\beta 2\pi z/\lambda}$ , где  $n$ -коэффициент преломления, представленный в виде  $n = \beta - i\alpha = \sqrt{\epsilon}$ .

Введя обозначения  $S = \frac{p^2}{1+q^2}$ , несложно получить

$$\alpha = \left( \frac{1}{2} \sqrt{(1-S)^2 + q^2 S^2} - \frac{1}{2} (1-S) \right)^{0.5}$$

$$\beta = \left( \frac{1}{2} \sqrt{(1-S)^2 + q^2 S^2} + \frac{1}{2} (1-S) \right)^{0.5}$$

В результате, затухание волны может быть определено из соотношения  $A(\text{db/cm}) = 40 \cdot \pi \cdot \log_{10}(e) \cdot \alpha f / (3 \cdot 10^{10})$ , а коэффициент отражения представлен в виде  $R = \frac{(1-\beta)^2 + \alpha^2}{(1+\beta)^2 + \alpha^2}$  или

$$R(\text{db}) = 10 \times \log \left[ \frac{(1-\beta)^2 + \alpha^2}{(1+\beta)^2 + \alpha^2} \right]$$

### Плазменные характеристики ударного слоя и области предшествующей ионизации перед головной ударной волной около СА.

Расчеты химически неравновесных теплофизических характеристик ударного слоя около СА выполнены для следующих траекторных точек входа СА в атмосферу Земли, соответствующих СА в проекте «Фобос-грунт».

**Таблица 2.**

Высота полета, км	39.7	44,6	51.2	58,4	65.9	73,4	81.4
Скорость, км/с	7.0	9.1	10.7	11.5	11.9	12.1	12.1
Кривые на рис.	1	2	3	4	5	6	7

Радиус затупления СА  $R = 11.2$  см, обтекаемая поверхность СА предполагалась некаталитической по отношению к процессам диссоциации, угол атаки принимался равным нулю. Граничные условия перед ударной волной соответствуют параметрам набегающего потока.

На рис.8 показаны результаты расчетов распределения температуры в ударном слое головной ударной волны вдоль критической линии для различных высот полета СА. (координата 0 на оси  $X$  соответствует критической точке).

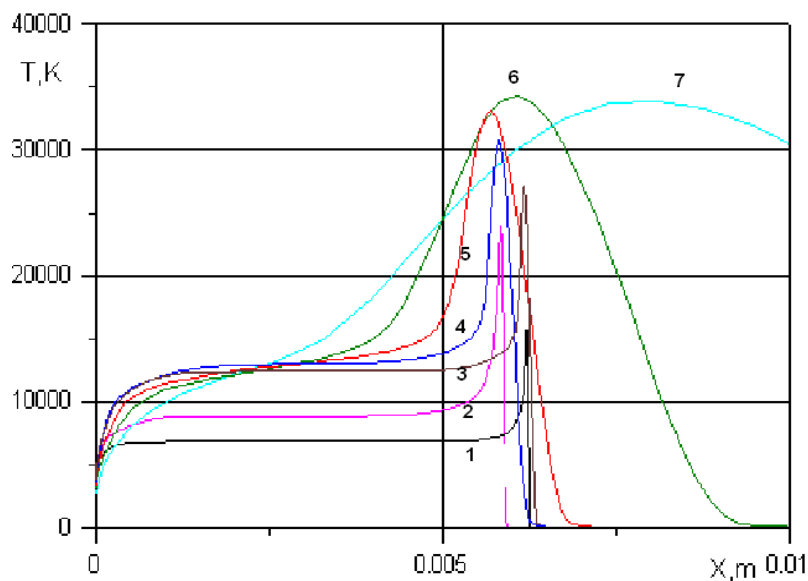


Рис.8 Распределение температуры в ударном слое вдоль критической линии для различных высот полета СА.

Видно, что для высот полета  $H < 65$  км около фронта волны существует узкий пик температуры, обусловленный релаксационными процессами диссоциации и ионизации за головной ударной волной. За неравновесным пиком существует квазистационарное «плато» температуры. Значения температур в этой области использовались для расчета интенсивности фотоионизирующего излучения. При высоте полета 73.4 км ширина пика и расстояние отхода головной ударной волны увеличивается, а при  $H = 81.4$  км наблюдается существенное изменение распределения температуры и значительное увеличение толщины ударного слоя (кривая 7).. Это объясняется нарушением условия применимости описания течения численной моделью на основе полных уравнений Навье-Стокса.

На рис 9. и 10 показаны распределения электронной концентрации и частоты электронных столкновений вдоль критической линии ударного слоя. Можно отметить появление неравновесного пика значений  $n_e$  около ударного фронта головной ударной волны при  $H = 39.7$  и 44.6 км. Его появление обусловлено увеличением времени релаксационных процессов за ударной волной при снижении скорости полета. Распределение  $v_e$  отражает изменение  $T$ ,  $n_e$  и плотности газа в ударном слое.

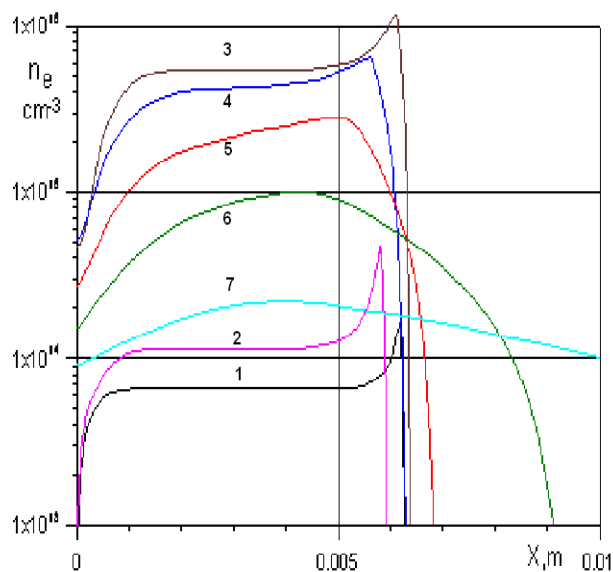


Рис 9. Распределение электронной концентрации вдоль критической линии ударного слоя.

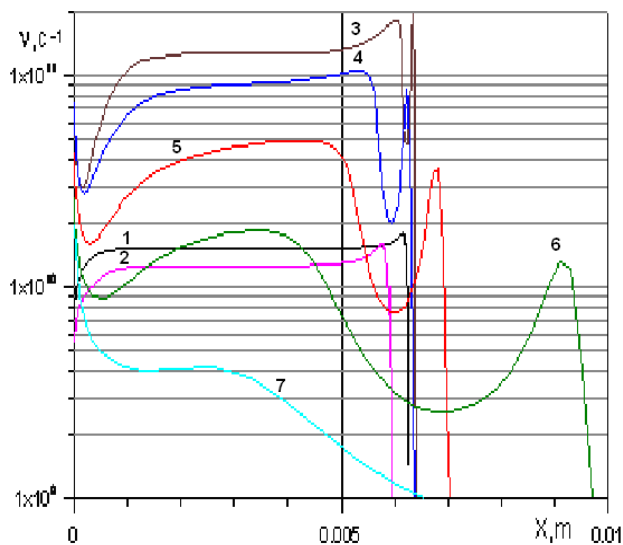


Рис.10. Распределение частоты электронных столкновений вдоль критической линии ударного слоя.

На рис.11 представлены результаты расчета распределений максимальных значений концентрации электронов вдоль образующей наветренной поверхности СА. Координата S направлена по нормали к оси симметрии СА. Нулевое значение соответствует критической точке поверхности. Видно, что на всей конической части наветренной поверхности СА в рассмотренных режимах полета существуют высокие значения электронной концентрации.

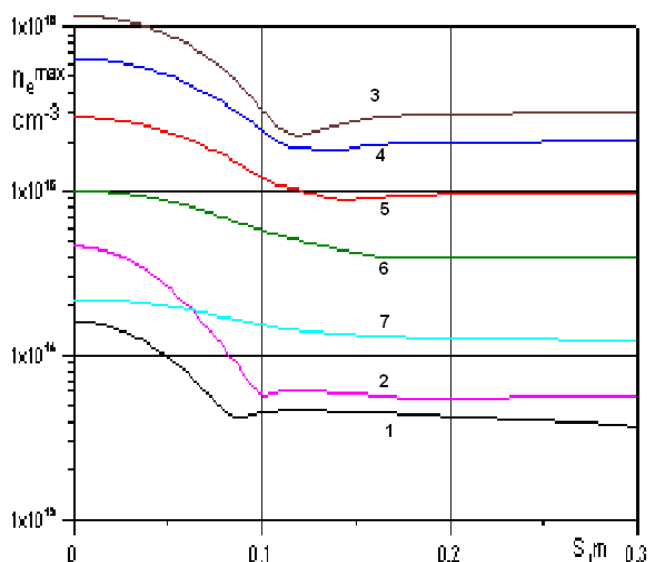


Рис.11. Распределений максимальных значений концентрации электронов вдоль образующей наветренной поверхности СА.

На рис.12 представлено распределение электронных концентраций  $n_e$  перед головной ударной волной в области предшествующей ионизации на линии тока, продолжающей критическую линию ударного слоя (ось  $X$  отсчитывается от фронта ударной волны). Приведены распределения  $n_e$ , соответствующие различным высотам полета СА. Отрезками прямых показаны критические значения  $n_{кр}$ , соответствующие отражению волн  $S$ ,  $L$  и  $VHF$  частотных диапазонов.

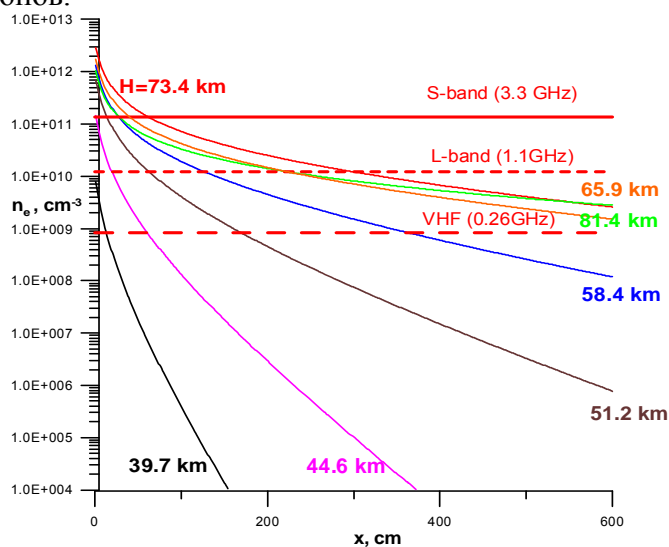


Рис.12. Расчетное распределение электронных концентраций перед фронтом головной ударной волны на траектории полета СА в атмосфере Земли.

Видно, что явление предшествующей фотоионизации может приводить к отражению радиоволн на значительных расстояниях от фронта головной ударной волны. Этот эффект максимален для условий входа 81.4÷65.9 км.

### Характеристики изменения ЭПР радиолокационного сигнала на плазменном участке полета СА

Итоговые результаты определения влияния эффекта фотоионизации воздуха перед СА на ЭПР сигнала представлены в Таблице 3.

**Таблица 3. Влияние предионизации на ЭПР радиолокационного сигнала.**

1	Высота полета (км)	81.4	73.4	65.9	58.4	51.5	44.6	39.7
2	Изменение ЭПР радиолокационного сигнала вследствие его отражения в области предионизации. (Дцб) Диапазон $S$ – 3.3 ГГц (длина волны $\lambda = 9$ см)	10.9	16.2	16.2	10.9	6.4	0	0
	Диапазон $L$ – 1.1 ГГц ( $\lambda = 30$ см)	26.1	29.0	28.8	21.7	16.7	8.9	0
	Диапазон $VHF$ – 260 МГц ( $\lambda = 1$ м)	38.4	39.9	39.3	31.0	24.2	16.2	6.4
3	Изменение ЭПР радиолокационного сигнала вследствие его поглощения в зоне предионизации Диапазон $S$	3.8	5.9	6.4	6.8	7.3	7.9	6.2
	Диапазон $L$	2.2	2.7	2.9	3.0	8.2	8.3	6.7
	Диапазон $VHF$	1.3	1.7	1.9	2.7	4.4	9.6	7.5
4	Суммарное изменение ЭПР вследствие эффектов предионизации. Диапазон $S$	7.1	10.3	9.8	4.1	-0.9	-7.9	-6.2
	Диапазон $L$	23.9	26.3	25.9	18.7	8.5	0.6	-6.7
	Диапазон $VHF$	37.1	38.2	37.4	28.3	19.8	6.6	-1.1

В разделе 2 Таблицы 3 показаны результаты определения влияния области предшествующей ионизации на ЭПР вследствие изменения эффективного радиуса отражения радиолокационного сигнала для радиочастот  $S$ -диапазона (частота 3.3 ГГц, длина волны  $\sim 9$  см),  $L$ -диапазона (частота 1.1 ГГц, длина волны  $\sim 30$  см) и  $VHF$  диапазона (частота 260 МГц, длина волны  $\sim 1$  м). Видно, что для  $S$ -диапазона эффект увеличения ЭПР за счет отражения радиолокационного сигнала в области предшествующей ионизации может наблюдаться на высотах 81÷51 км, для  $L$ -диапазона на высотах 81÷45 км, а при использовании метрового диапазона, эффект возрастания ЭПР может наблюдаться во всем рассмотренном интервале высот.

Как следует из раздела 3 Таблицы 3, эффект поглощения радиолокационного сигнала в области предионизации увеличивается с уменьшением высоты полета.

Суммарное изменение ЭПР, включающее эффекты возрастания эффективного радиуса отражения и поглощения радиолокационного сигнала в плазме, показано в разделе 4. Максимальный эффект возрастания ЭПР наблюдается на высотах 73÷65 км. По мере снижения высоты полета вместо возрастания ЭПР может наблюдаться уменьшение ЭПР, обусловленное поглощением радиолокационной волны плазмой ореола фотоионизации.

Дополнительно графические зависимости изменения ЭПР СА от высоты полета представлены на рис 13.

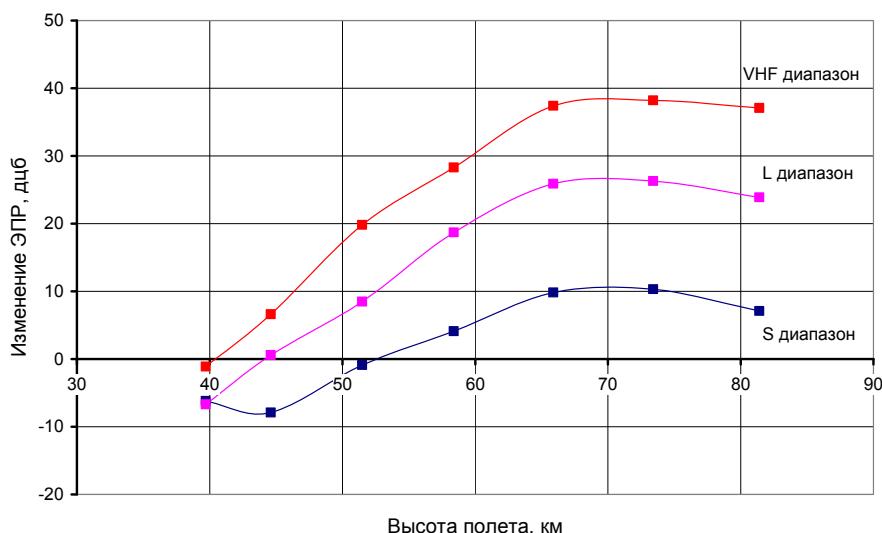


Рис 13 Изменение ЭПР СА в зависимости от высоты полета.

В Таблице 4 представлены результаты расчета коэффициента отражения сигнала в  $X$ ,  $C$  и  $S$ -частотных диапазонах от плазмы ударного слоя около СА. Видно, что в представленном частотном диапазоне значение  $R$  близко к единице и, следовательно, плазма ударного слоя не влияет существенно на ЭПР радиолокационного сигнала.

**Таблица 4. Коэффициент отражения  $R$  радиолокационного сигнала от плазмы ударного слоя.**

1	Высота полета (км)	81.4	73.4	65.9	58.4	51.5	44.6	39.7
2	Диапазон $X$ –10 ГГц (длина волны $\lambda=0.86$ см)	0.99	0.977	0.967	0.958	0.951	0.956	0.927
	Диапазон $C$ –5.8 ГГц ( $\lambda=5.2$ см)	0.99	0.977	0.969	0.963	0.958	0.956	0.928
	Диапазон $S$ –3.3 ГГц ( $\lambda=9.1$ см)	0.99	0.978	0.973	0.970	0.967	0.958	0.932

### Заключение

Следует отметить следующие результаты работы.

Применительно к условиям полета спускаемого аппарата, входящего в атмосферу Земли со скоростью  $\sim 12$  км/с развита приближенная модель определения параметров фотоионизационного ореола, образующегося в воздухе перед головной ударной волной. В модели фотоионизационного ореола использованы результаты численного расчета химически неравновесного вязкого ударного слоя, выполненного для условий высокоскоростного полета на основе двумерных уравнений Навье–Стокса.

Численное моделирование ионизационных процессов в ударном слое и фотоионизационном ореоле проведены для траектории полета спускаемого аппарата на высотах 40÷82 км.

Получены данные по эффектам влияния плазмы ударного слоя и фотоионизационного ореола на процессы отражения и поглощения электромагнитных волн в различных частотных диапазонах.



Показано, что фотоионизационный ореол около спускаемого аппарата может существенно изменить эффективный поперечник рассеяния радиолокационных сигналов в определенных частотных диапазонах, что необходимо учитывать при рассмотрении задачи наблюдения за движением высокоскоростного аппарата по его траектории полета в атмосфере.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (Проект РФФИ №10-01-00579).

## Литература

1. Jenniskens P. et al. Preparing for Hyperspeed MAC: an observing campaign to monitor the entry of the Genesis Sample Return Capsule// *Earth, Moon and Planets* vol. 95, № 1–4, 2005, pp 339–360.
2. Omura M., Presley L. Electron density measurements ahead of shock waves in air// *AIAA J.* vol. 7, № 12, 1969, pp2353-2365.
3. Горелов В.А., Кильдюшова Л.А. Экспериментальные исследования параметров ионизованного воздуха перед сильной ударной волной// *Изв. АН СССР, МЖГ*, №2, 1971, стр.147-151.
4. Горелов В.А., Кильдюшова Л.А., Чернышев В.М. Об ионизации воздуха перед фронтом сильной ударной волны// *Труды ЦАГИ*, Вып.2043, 1980, стр. 148-161.
5. Gorelov V.A., Kildushova L.A., Kireev A.Yu. Ionization particularities behind intensive shock waves in air at velocities of 8–15 km/s.// *AIAA Paper* 94–2051, 1994.
6. Зейдель А.Н., Шрейдер Е.Я. Спектроскопия вакуумного ультрафиолета, М. изд. «Наука», 1967.
7. Yoshizawa R., Fujita K., Ogawa H., Inatani Y. Numerical Analysis of Shock Wave with Precursor Heating.// *AIAA Paper* 2007–809, 2007.
8. Gorelov V.A., Kireev A.Yu., Shilenkov S.V., Surzhikov S.T. Prediction of nonequilibrium ionization and emission at superorbital flight in air.// *AIAA Paper* 2004–2380, 2004.
9. Laux C.O. et al. Ionization mechanism in two-temperature air plasmas.// *AIAA Paper* 99-3476, 1999.

Статья поступила в редакцию 7 апреля 2011 г.