

Санкт-Петербургский государственный университет

Направление: 010800 «Механика и математическое моделирование»

Профиль: «Физическая механика сплошных сред»

Шилов Илья Геннадьевич

Математическое моделирование динамики электронного пучка у поверхности тела в бесстолкновительной плазме.

Бакалаврская работа

Научный руководитель:
кандидат физ.-мат.наук, доцент Мануйлов А.С.

Рецензент:
кандидат физ.-мат. наук, старший инженер
ОАО «Коммерсантъ» в Санкт-Петербурге»
Чернов С.В.

Санкт-Петербург
2016

SAINT-PETERSBURG STATE UNIVERSITY

Main Field of Study: 010800 “Mechanical and Mathematical Modeling”

Area of Specialisation: “Physical Mechanics of continuous media”

Shilov Ilyia Gennadievich

Mathematical modeling of the electron beam dynamics
near body surface in collisionless plasma.

Bachelor’s Thesis

Scientific supervisor:

Candidate of Phys. and Math. Sci., Associate Professor

Manuilov A.S.

Reviewer:

Candidate of Phys. and Math. Sci., Senior Engineer,

Corporation «Kommersant» in Saint-Petersburg»

Chernov S.V.

Saint-Petersburg

2016

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. Поперечная динамика электронного пучка, инжектируемого с орбитального космического аппарата в окрестности безатмосферного небесного тела при наличии ионосферы	7
1.1. Основные уравнения динамики электронного пучка в случае плотного пучка	7
1.2. Уравнения динамики электронного пучка в ситуации пучка малой плотности	10
1.3. Численное моделирование огибающей нерелятивистского электронного пучка, инжектируемого с орбитального космического аппарата при наличии лунной ионосферы	11
1.4. Определение зенитных углов, при которых необходимо учитывать вклад зондирующего пучка в процесс зарядки освещенной поверхности планеты.....	15
ГЛАВА 2. Определение параметров электрической экранирующей системы при инъекции электронного пучка с орбитального космического аппарата	19
2.1. Постановка задачи по определению компенсирующей экранирующей системы	19
2.2. Определение потенциала и радиуса экранирующей системы при инъекции электронного пучка с орбитального космического аппарата вблизи Луны.....	22
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	26
ЛИТЕРАТУРА	28

ВВЕДЕНИЕ

Задачи динамики пучков заряженных частиц в космической плазме уже несколько десятилетий привлекают внимание зарубежных и отечественных исследователей. Особый интерес к этим задачам связан главным образом с проведением экспериментов по зондированию ионосферы и магнитосферы Земли с помощью пучков заряженных частиц, инжектируемых в космическую плазму с борта орбитальных космических аппаратов (КА) [1-6]. В последнее время появились новые актуальные приложения задач динамики пучков заряженных частиц в космической плазме, связанные с созданием целого комплекса перспективных космических ускорительных систем, таких как: системы активного дистанционного анализа пород безатмосферных небесных тел, двигательные системы на пучках ускоренных заряженных частиц и т.д. [4, 5, 7].

В работе [7] рассмотрена возможность практической реализации метода активного дистанционного элементного анализа поверхностных пород безатмосферного небесного тела, основанного на спектрометрии характеристического рентгеновского излучения (РИ), искусственно возбуждаемого в поверхностном слое грунта. Для возбуждения характеристического РИ элементов, входящих в состав поверхностных пород, предлагается использовать пучок электронов, инжектируемый с борта КА, совершающего орбитальное движение в окрестности исследуемого небесного тела (или движущегося по пролетной траектории). Основное внимание уделено определению необходимых технических требований к параметрам комплекса аппаратуры, предназначенного для глобального изучения состава лунных пород с орбиты низкого спутника Луны.

Начало этому направлению исследований положили эксперименты советских ученых по определению элементного состава лунного вещества по спектрам естественных рентгеновского и гамма-излучений поверхностных

пород Луны на автоматических станциях «Луна 10, -11 и -12» [8-10]. В частности, на основе спектрометрии гамма-излучения лунных пород на первом искусственном спутнике Луны «Луна-10», впервые было установлено, что поверхность лунных морей состоит из базальтовых пород [10]. Аналогичные эксперименты с более чувствительной аппаратурой проводились на американских космических кораблях «Аполлон-15 и -16» [11]. В результате были получены крупномасштабные карты элементного состава более 10% лунной поверхности. Однако, вследствие низкой интенсивности гамма-излучения, возбуждаемого в лунных породах высокоэнергетичными частицами космических лучей, точность определения состава пород, достигаемая гамма-спектральным методом, и его пространственное разрешение сравнительно невелики. Например, состав лунных пород по основным пороодообразующим элементам в экспериментах на кораблях «Аполлон -15 и -16» удалось установить лишь для больших участков лунной поверхности с размерами в сотни и тысячи километров [11].

В случае проведения дистанционного анализа поверхностных пород безатмосферного небесного тела с борта КА, находящегося на орбите и инжектирующего электронный пучок, основной задачей является определение необходимых параметров электронного ускорителя, который, с одной стороны, должен обеспечить достаточную для спектрометрии интенсивность рентгеновского излучения на орбите КА, а с другой стороны, - по весу, габаритам и энергопотреблению допускал бы его установку на орбитальном КА. Кроме того, необходимо исследовать динамику испускаемого с борта аппарата пучка и его радиус, а также концентрацию электронов на поверхности небесного тела с учетом влияния фоновой плазмы в окрестности данного тела. Также представляет интерес вопрос о возможности изменения поверхностного заряда небесного тела при наличии приходящего на поверхность тока зондирующего электронного пучка, фотоэлектронного тока с освещенной поверхности небесного тела и потока электронной и ионной компонент солнечного ветра в случае, если небесное

тело подвергается воздействию УФ-излучения Солнца и плазмы солнечного ветра.

Кроме того, при инъекции электронного пучка с борта КА, его поверхность будет сильно заряжаться. Поэтому представляет особый интерес определение параметров экранной системы, которая должна окружать КА для зарядовой нейтрализации борта аппарата [3, 4].

В *главе 1* рассмотрена задача о поперечной динамике электронного пучка, инжектируемого с орбитального КА в окрестности безатмосферного небесного тела в целях проведения дистанционного рентгеноспектрального анализа поверхностных пород данного тела. Для случая диагностики лунных пород решена задача о радиусе и концентрации электронного пучка, который он достигает на лунной поверхности, при различных значениях энергии и тока пучка.

В *главе 2* исследуется задача об определении параметров электрической экранирующей системы (ЭС) при инъекции электронного пучка с орбитального космического аппарата. В зависимости от энергии и тока инжектируемого с орбитального КА электронного пучка рассчитан радиус сферической ЭС. Кроме того, для фиксированного радиуса экранирующей системы определена зависимость ее электростатического потенциала от температуры фоновой плазмы при разных значениях концентрации плазмы.

В *заключении* приведен краткий обзор представленных результатов

Глава 1. Поперечная динамика электронного пучка, инжектируемого с орбитального космического аппарата в окрестности безатмосферного небесного тела при наличии ионосферы.

1.1. Основные уравнения динамики электронного пучка в случае плотного пучка.

Рассмотрим поперечную динамику электронного пучка (ЭП), инжектируемого с борта орбитального космического аппарата (КА) перпендикулярно безатмосферного небесного тела (БНТ), имеющего ионосферу. Будем считать, что ионы ионосферы БНТ имеет постоянную объемную концентрацию n_i . Кроме того, будем предполагать, что на начальной стадии динамики пучка ЭП является плотным, т. е. выполнено соотношение [13]

$$n_b \gg n_i, \quad (1.1)$$

где n_b – объемная плотность электронов пучка. В этом случае согласно работе [13] можно сформулировать следующую задачу.

Рассмотрим параксиальный азимутально – симметричный электронный пучок (релятивистский или нерелятивистский), выпускаемый с борта орбитального КА в ионосферную плазму БНТ. Будем считать, что плотность электронов пучка n_b существенно больше плотности электронов ионосферной плазмы n_e [13]:

$$n_b \gg n_e = n_i \quad (1.2)$$

а длительность импульса электронного пучка τ_b удовлетворяет условиям [13]

$$\tau_e \ll \tau_b \ll \tau_i, \quad (1.3)$$

здесь τ_e – временной масштаб вытеснения электронов ионосферной плазмы из области, занимаемой пучком, его собственным радиальным электрическим полем, а τ_i – временной масштаб колебаний ионов плазмы под действием электромагнитного поля пучка [13]. В работе [13] отмечено, что для пучка с

профилем плотности тока типа «ступенька» указанные временные масштабы τ_e и τ_i могут быть найдены по следующим формулам:

$$\tau_e = 3.2 \cdot 10^{-9} \sqrt{\frac{\beta}{J_{bz}}} \text{ [сек]}, \quad (1.4)$$

$$\tau_i = 7.4 \cdot 10^{-8} \sqrt{\frac{A\beta}{ZJ_{bz}}} \text{ [сек]}, \quad (1.5)$$

здесь J_{bz} – плотность тока пучка в $[A/cm^2]$, A и Z – соответственно массовое и зарядовое числа ионов фоновой плазмы, $\beta = v_z/c$ – отношение продольной компоненты скорости электронов пучка v_z к скорости света c [13].

В ситуации $\tau_e \ll \tau_b$ радиальная компонента электрического поля фронтальной области ЭП «выбрасывает» из области пучка электроны ионосферной плазмы. При этом пинч-область пучка (тело пучка) будет эволюционировать при наличии ионов фоновой плазмы. В этой ситуации при ограничении $\tau_b \ll \tau_i$ фоновые ионы при транспортировке пучка можно считать неподвижными [13]. Следовательно, в изучаемой ситуации проблема распространения ЭП в фоновой плазме будет сводиться к описанию динамики поперечных сегментов пучка, транспортируемого при наличии неподвижных ионов [13].

Далее будем считать, что пучок имеет автомодельный профиль плотности тока, то есть будем полагать, что в произвольный момент времени плотность электронного пучка в тонком поперечном сегменте S^τ является функцией отношения радиальной координаты r к радиусу пучка R_b в сегменте S^τ [6, 13]. Тогда в данной ситуации функция $\chi_b(\mathbf{r}_\perp, t)$, описывающая радиальную структуру плотности тока пучка в тонком поперечном сегменте S^τ может быть записана как [6, 13]

$$\chi_b(\mathbf{r}_\perp, t) = \int f_b^\tau(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{p}_\perp, t) d\mathbf{p}_\perp, \quad (1.6)$$

где $f_b^\tau(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{p}_\perp, t)$ – функция распределения частиц пучка в сегменте S^τ по поперечным координатам \mathbf{r}_\perp и импульсам \mathbf{p}_\perp , и будет определяться следующим образом [6, 13]:

$$\chi_b(\mathbf{r}_\perp, t) = \frac{1}{2\pi R_b^2(t)} G(x), \quad (1.7)$$

где нормированная координата $x = r/R_b$ (здесь $r = |\mathbf{r}_\perp|$), а $G(x)$ – известная зависимость из класса функций, отвечающих ограничению

$$\int_0^\infty x G(x) dx = 1. \quad (1.8)$$

Чтобы сформулировать основные особенности поперечной эволюции рассматриваемого пучка будем использовать полученное в работах [6, 13] уравнение огибающей, которое в рассматриваемом случае «плотного» пучка может быть записано в следующей форме:

$$\frac{d^2 \xi}{dt_1^2} - \frac{1}{2\xi} + \frac{\delta^2 \xi}{2} + \frac{\lambda^2 \xi}{4} = \frac{1}{\xi^3} \left[\varepsilon^2 + \left(\sigma_\theta + \frac{\lambda}{2} \right)^2 \right]. \quad (1.9)$$

Данное уравнение в некоторых случаях удобно представить в виде

$$\frac{d^2 \xi}{dt_1^2} = - \frac{\partial U_1^{\text{ef}}}{\partial \xi}, \quad (1.10)$$

где

$$U_1^{\text{ef}}(\xi) = \frac{\delta^2}{4}(\xi^2 - 1) + \frac{\lambda^2}{8}(\xi^2 - 1) + \frac{1}{2} \left[\varepsilon^2 + \left(\sigma_\theta + \frac{\lambda}{2} \right)^2 \right] \frac{1 - \xi^2}{\xi^2} - \frac{\ln(\xi)}{2} \quad (1.11)$$

– вспомогательный потенциал поперечной динамики пучка. Здесь $\xi = R_b/R_{b0}$, $t_1 = t/\tau_0$ (R_b и R_{b0} – текущий и начальный радиус пучка). Кроме того, безразмерные постоянные δ , λ , σ_θ , ε и характерное время t_0 могут быть определены как [6, 13]

$$\tau_0 = \frac{\gamma \eta}{\omega_{b0}}, \quad \delta = \frac{\gamma \eta \omega_e}{\omega_{b0}}, \quad \lambda = \frac{\Omega_b \eta \gamma}{\omega_{b0}}, \quad (1.12)$$

$$\sigma_{\theta} = \frac{2 \langle G(x) x^3 \dot{\theta}_0(x) \rangle \gamma}{\omega_{b0} \eta}, \quad \varepsilon = \frac{2E_0}{\omega_{b0} \eta R_{b0}^2}. \quad (1.13)$$

В (1.12) и (1.13)

$$\langle G(x) x^3 \dot{\theta}_0(x) \rangle = \int_0^{\infty} G(x) x^3 \dot{\theta}_0(x) dx, \quad (1.14)$$

$$\eta = \left[2 \int_0^{\infty} G(x) x^3 dx \right]^{1/2}, \quad \omega_{b0}^2 = \frac{4\pi e^2 \langle n_{b0} \rangle}{\gamma m}, \quad (1.15)$$

где $\omega_e = (4\pi e^2 n_e / m)^{1/2}$ – частота электронов фоновой плазмы (e, m – заряд и масса электрона), E_0 – начальное значение среднеквадратичного эмиттанса пучка, $\langle n_{b0} \rangle = N_b^0 / (\pi R_{b0}^2)$ – средняя начальная плотность пучка в сегменте S^{τ} , N_b^0 – начальная концентрация электронов пучка, приходящаяся на единицу его длины (т.н. погонная концентрация), $\Omega_b = |e|B_0 / (\gamma mc)$ – ларморовская частота пучка во внешнем продольном магнитном поле (в случае, если данное магнитное поле существует в рамках исследуемой задачи) [6,13].

1.2. Уравнения динамики электронного пучка в ситуации пучка малой плотности.

В стадии сильного расширения пучка, когда выполнено условие [12]

$$n_b \ll n_e = n_i, \quad (1.16)$$

его безразмерный радиус удовлетворяет условию $\xi > \xi_c$, (здесь ξ_c – безразмерный радиус ЭП в момент времени, когда достигается равенство $n_b = n_i$) радиальную эволюцию пучка будем описывать на основе модели полностью нейтрализованного по заряду ЭП. Токовой (магнитной) нейтрализацией пучка при радиусах $\xi > \xi_c$ будем пренебрегать, полагая коэффициент токовой нейтрализации $\alpha_m = 0$. Указанная модель будет корректно описывать радиальную динамику РЭП в стадии сильного

расширения, если длительность импульса пучка τ_b и его максимальный радиус R_b^{\max} удовлетворяют условиям [12]

$$\tau_b \gg \tau_p, \quad (1.17)$$

$$R_b^{\max} \ll \lambda_p, \quad (1.18)$$

где время $\tau_p = (4\pi m/e^2 n_e)^{1/2}$ – период ленгмюровских колебаний фоновой плазмы, а длина импульса пучка $\lambda_p = c\beta\tau_p$.

При сделанных предположениях уравнение, описывающее временную эволюцию радиуса рассматриваемого сегмента пучка, может быть получено из общего уравнения огибающей [6, 12].

Уравнение огибающей в этом случае может быть записано в виде уравнения, аналогичного (1.10) [12]

$$\frac{d^2 \xi}{dt_1^2} = -\frac{\partial U_2^{\text{ef}}}{\partial \xi} \quad (1.19)$$

где $\tilde{U}_2^{\text{ef}}(\xi)$ определяется выражением

$$\begin{aligned} \tilde{U}_2^{\text{ef}}(\xi) = & \frac{1}{2} \ln \xi + \frac{\lambda^2}{8} (\xi^2 - 1) + \left[\varepsilon^2 + \left(\sigma_\theta + \frac{\lambda}{2} \right)^2 \right] \frac{1 - \xi^2}{\xi^2} + \\ & + \frac{\delta^2}{4} (\xi_c^2 - 1) - \frac{\gamma^2}{2} \ln \xi_c, \end{aligned} \quad (1.20)$$

где ξ_c – безразмерный радиус ЭП в момент времени, когда достигается равенство $n_b = n_i$.

1.3. Численное моделирование огибающей нерелятивистского электронного пучка, инжектируемого с орбитального космического аппарата при наличии лунной ионосферы.

Рассмотрим случай дистанционного рентгеноспектрального анализа поверхностных пород Луны, с помощью ЭП, инжектируемого с КА, находящегося на лунной орбите на высоте $h = 40$ км над ее поверхностью.

Будем предполагать, что пучок является моноэнергетичным, азимутально-симметричным и однородным по поперечному сечению. Кроме того, будем считать, что объемная концентрация ионов в ионосфере Луны равна $n_i = 100 \text{ см}^{-3}$ [14, 15]. Для простоты будем полагать, что пучок является нерелятивистским. Будем полагать, что внешнее продольное (вдоль оси ЭП) магнитное поле отсутствует, эмиттанс пучка и его начальная «закрутка» равны нулю. Тогда выполнены условия $\lambda = 0$, $\varepsilon = 0$, $\sigma_\theta = 0$ и уравнение огибающей пучка (1.9) при $(\xi \leq \xi_c)$ принимает следующий простой вид

$$\frac{d^2 \xi}{dt_1^2} = \frac{1}{2\xi} - \frac{\delta^2 \xi}{2}, \quad (1.21)$$

где $t_1 = t/\tau_0$, $\xi = R_b/R_{b0}$,

$$\tau_0 \equiv \frac{\gamma \eta}{\omega_{b0}}, \quad \delta = \frac{\gamma \eta \omega_e}{\omega_{b0}}. \quad (1.22)$$

Начальные условия выберем следующим образом:

$$\xi|_{t_1=0} = 1, \quad \left. \frac{d\xi}{dt_1} \right|_{t_1=0} = 0. \quad (1.23)$$

В ситуации сильного расширения, когда $\xi \geq \xi_c$, из (1.19) и (1.20) находим

$$\frac{d^2 \xi}{dt_1^2} = -\frac{1}{2\xi}, \quad (1.24)$$

с начальными условиями

$$\xi|_{t_1=\tau_c} = \xi_c, \quad \left. \frac{d\xi}{dt_1} \right|_{t_1=\tau_c} = b, \quad (1.25)$$

где b – соответствующая производная, определяемая в результате численного решения задачи (1.21) и (1.23), когда безразмерный радиус пучка достигает значения ξ_c .

Определим параметры задачи, необходимые для численного решения системы уравнений огибающих электронного пучка (1.21), (1.23), (1.24) и (1.25).

На основе данных работы [7] можно доказать, что для дистанционного зондирования поверхностных пород безатмосферного небесного тела можно использовать нерелятивистские электронные пучки с энергией E_b в диапазоне от 40 до 250 кэВ и токами I_b в диапазоне от 0.05 до 0.5 А и с начальным радиусом $R_{b0} = 1$ см.

Проведем оценку средней объемной концентрации электронов пучка, в момент времени когда его радиус достигает значения $R_b(z)$, где z – дистанция, пройденная пучком за данное время. Тогда для однородного по поперечному сечению пучка имеем

$$I_b = \pi [R_b(z)]^2 e \langle n_b \rangle v_z, \quad (1.26)$$

где I_b – полный ток пучка, e – заряд электрона, $\langle n_b \rangle$ – объемная концентрация электронов пучка, v_z – продольная скорость электронов пучка (ЭП предполагается моноскоростным в направлении распространения).

Кроме того, для нерелятивистского одиночного электрона нетрудно получить формулу для расчета его скорости, а именно

$$v_z = 1.8744 \cdot 10^9 \sqrt{E_b}, \quad \left[\frac{\text{см}}{\text{сек}} \right], \quad (1.27)$$

где E_b – в [кэВ].

В этом случае из (1.26) и (1.27) получим расчетную формулу

$$\langle n_b \rangle = 0.1062 \cdot 10^{10} \cdot \frac{I_b}{[R_b(z)]^2 \sqrt{E_b}}, \quad [\text{см}^{-3}], \quad (1.28)$$

здесь I_b – в [А], R_b – в [см], E_b – в [кэВ].

Тогда, предполагая, что на некоторой дистанции распространения пучка z_c выполнено условие $\langle n_b \rangle = n_i$, из (1.28) находим безразмерный радиус ЭП, соответствующий указанному условию

$$\xi_c = \frac{R_{bc}}{R_{b0}} = 0.32558 \cdot 10^5 \cdot \sqrt{\frac{I_b}{n_i \sqrt{E_b}}}, \quad (1.29)$$

где I_b – в [А], R_b – в [см], E_b – в [кэВ].

Далее запишем расчетные формулы для ленгмюровских плазменных частот электронов пучка и фоновой плазмы безатмосферного небесного тела

$$\omega_{b0} = 5.638 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{\langle n_{b0} \rangle}{\gamma}}, \quad [\text{сек}^{-1}], \quad (1.30)$$

$$\omega_e = 5.638 \cdot 10^4 \sqrt{n_e}, \quad [\text{сек}^{-1}], \quad (1.31)$$

где $\langle n_{b0} \rangle$ и n_e – в $[\text{см}^{-3}]$. Здесь предполагается, что начальные (до момента инъекции ЭП с орбитального КА) объемные концентрации электронов n_e и ионов n_i фоновой плазмы равны.

В таблице 1.1. приведены параметры для энергий электронного пучка $E_b = 40 \text{ кэВ}, 100 \text{ кэВ}, 200 \text{ кэВ}$ в случае $I_b = 0.1 \text{ А}, n_i = n_e = 100 \text{ см}^{-3}, R_{b0} = 1 \text{ см}$. Здесь предполагается, что высота орбиты КА $h = 40 \text{ км}$.

Табл. 1.1.

$E_b, \text{кэВ}$	γ	$\omega_{b0}, \text{сек}^{-1}$	δ	$n_{b0}, \text{см}^{-3}$	$t_1, \text{сек}$	$z_1, \text{м}$	$h_1 = h/z_1$
40	1.089	$2.214 \cdot 10^8$	0.00266	$1.68 \cdot 10^7$	$4.92 \cdot 10^{-9}$	0.58	68610.6
100	1.28	$1.622 \cdot 10^8$	0.00393	$1.06 \cdot 10^7$	$7.88 \cdot 10^{-9}$	1.48	27027.02
200	2.136	$1.056 \cdot 10^8$	0.0078	$0.75 \cdot 10^7$	$2.02 \cdot 10^{-8}$	5.35	7462.7

В таблице 1.2. приведены радиусы пучка на Луне для энергий $E_b = 40 \text{ кэВ}, 100 \text{ кэВ}, 200 \text{ кэВ}$ и для токов $I_b = 0.1 \text{ А}, 0.3 \text{ А}, 0.6 \text{ А}, 0.9 \text{ А}$.

Табл. 1.2.

$E_b, \text{кэВ}$	$I_b = 0.1 \text{ А}$	$I_b = 0.3 \text{ А}$	$I_b = 0.6 \text{ А}$	$I_b = 0.9 \text{ А}$
40	656.1 м	1390.4 м	2160.2 м	2767.5 м
100	284.8 м	586.6 м	906 м	1161 м
200	67.5 м	143.9 м	222.7 м	287.5 м

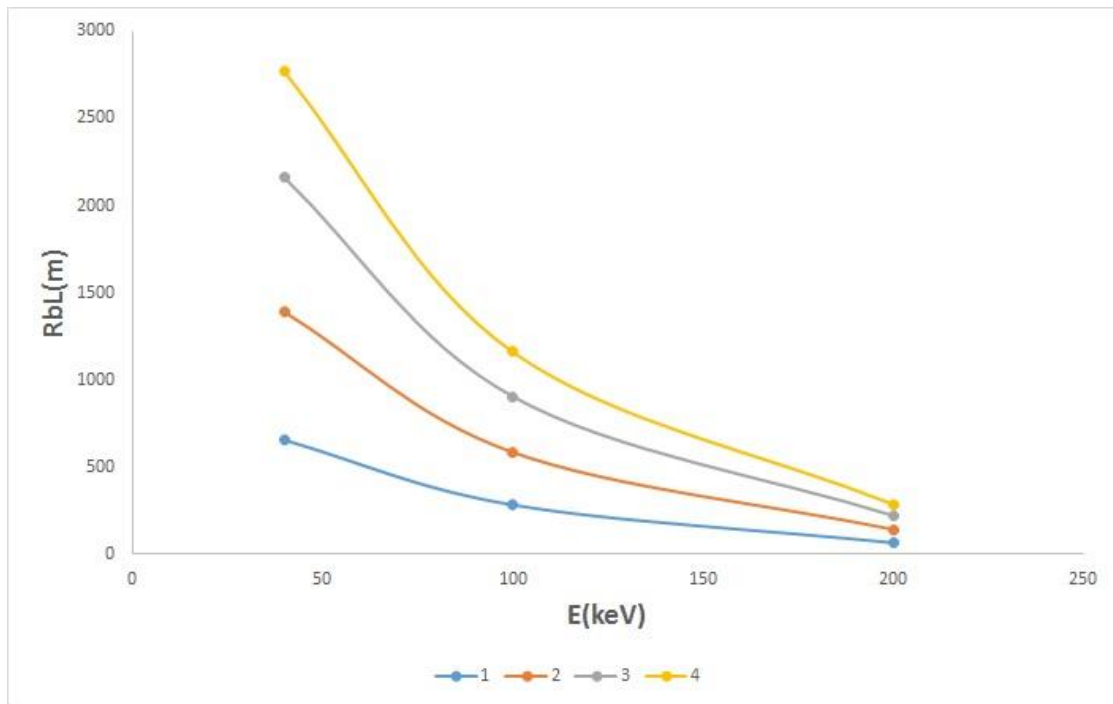


Рис.1.1.

На рис.1.1. представлена зависимость радиуса электронного пучка R_{bL} на поверхности Луны от его энергии E_b для токов пучка $I_b = 0.1$ А (кривая 1) и $I_b = 0.3$ А (кривая 2), $I_b = 0.6$ А (кривая 3), $I_b = 0.9$ А (кривая 4). Из рис. следует, что нарастание полного тока пучка приводит к увеличению его радиуса на лунной поверхности. Это может быть объяснено тем, что на начальной стадии расширения пучка дефокусирующее влияние его радиального электрического поля с ростом тока пучка нарастает. Кроме того, увеличение энергии ЭП приводит к убыванию указанного радиуса. Указанный факт объясняется увеличением параметра δ в уравнении (1.21), что приводит к увеличению фокусировки пучка.

1.4. Определение зенитных углов, при которых необходимо учитывать вклад зондирующего пучка в процесс зарядки освещенной поверхности планеты.

Теоретические оценки [17 - 23], а также данные измерений, проведенных на космических аппаратах, работавших непосредственно на

лунной поверхности [18, 19] показывают, что вблизи поверхности Луны существуют электрические поля, возникающие в результате взаимодействия лунной поверхности с окружающей плазменной средой, состоящей на освещенной стороне Луны из частиц солнечного ветра, заряженных частиц лунной атмосферы и фотоэлектронов, эмиттируемых поверхностными породами под действием ультрафиолетового и рентгеновского излучений Солнца. Электрический потенциал лунной поверхности на освещенной стороне Луны для малых значений зенитного угла Солнца θ является положительным. При этом величина потенциала сравнительно невелика. В частности, как показано в работе [17], для зенитного угла Солнца $\theta=0^\circ$ при нормальных параметрах солнечного ветра и средней солнечной активности поверхность Луны заряжается до положительного потенциала близкого к 10 В, а толщина фотоэлектронного слоя, в котором локализовано приповерхностное электрическое поле, равна примерно 15 м. Однако, в определенных условиях возможны и более высокие значения потенциала. Например, данные эксперимента, описанного в работе [18], показывают, что во время измерений потенциал поверхности Луны имел величину порядка +200 В. С увеличением зенитного угла Солнца потенциал поверхности уменьшается и при достаточно больших значениях угла θ становится отрицательным. В области терминатора ($\theta \approx 90^\circ$) по разным оценкам поверхностный потенциал находится в пределах $-(50 \div 100)$ В. На неосвещенной стороне Луны потенциал поверхности также является отрицательным и может достигать значений $\sim -(100 \div 1000)$ В [22, 23].

Как следует из вышесказанного, во всех указанных случаях поверхностный потенциал Луны не соизмерим с ускоряющим потенциалом ускорителя электронов (40 кВ – 200 кВ), и, следовательно, влиянием естественных электрических полей окололунного пространства на динамику электронов пучка в рассматриваемом эксперименте можно пренебречь.

Однако нельзя исключить возможность воздействия на пучок электрического поля, возникающего у поверхности Луны в результате накопления на ней электрического заряда, приносимого самим пучком. На дневной стороне Луны, вследствие низкой электропроводности материала поверхностного слоя лунного грунта, основным механизмом, который может препятствовать накоплению на поверхности Луны отрицательного заряда пучка, является фотоэлектронная эмиссия. Плотность тока фотоэмиссии в зависимости от зенитного угла Солнца меняется по закону:

$$J_{ph} = J_{ph0} \cos(\theta), \quad (1.32)$$

где J_{ph0} – плотность фотоэмиссионного тока при значении угла $\theta = 0^\circ$, равная для лунных пород $4.5 \cdot 10^{-10} \text{ A/cm}^2$ [19].

С помощью формул (1.27) и (1.28) нетрудно получить формулу для расчета плотности тока пучка на поверхности Луны

$$J_{bL} = 0.32 \frac{I_b}{(R_{bL})^2}, \quad \left[\frac{\text{A}}{\text{cm}^2} \right], \quad (1.33)$$

где I_b – в [А], R_{bL} – в [см].

В случае, когда выполнено условие

$$J_{bL} \leq J_{ph}, \quad (1.34)$$

электронный пучок не может навести на облучаемом участке поверхности Луны значительный отрицательный потенциал. При заданных высоте станции h , энергии электронов пучка E_b и соответствующей плотности тока пучка у поверхности, определяемой формулой (1.33), из (1.32) следует ограничение на допустимые зенитные углы Солнца:

$$\theta \leq \theta_0 = \arccos\left(\frac{J_{bL}}{J_{ph}}\right). \quad (1.35)$$

Очевидно, что при углах $\theta > \theta_0$ зарядкой поверхности Луны самим ЭП пренебрегать уже нельзя.

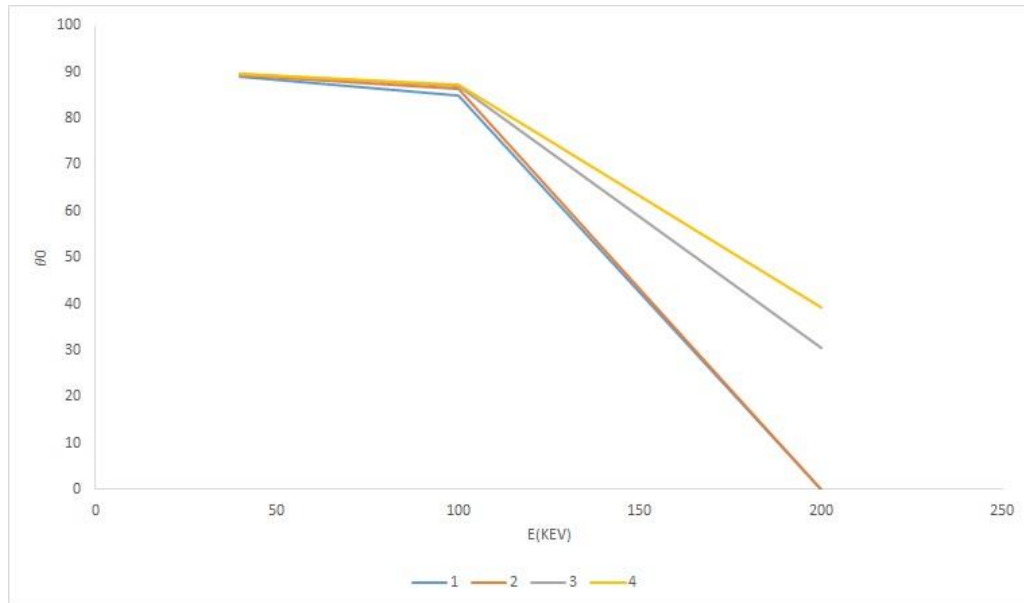


Рис.1.2.

На рис. 1.2 представлены полученные с помощью результатов п.1.3 и (1.31) зависимости «критического» зенитного угла θ_0 от энергии ЭП. Кривая 1 соответствует случаю, когда полный ток пучка $I_b = 0.1$ А, кривая 2 – $I_b = 0.3$ А, 3 – $I_b = 0.6$ А, 4 – $I_b = 0.9$ А. Из рис. следует, что нарастание тока пучка при энергиях, выше $E_b \sim 100$ кэВ заметно увеличивает «критический» зенитный угол, ниже которого плотность фотоэлектронного тока с поверхности Луны, превышает плотность зондирующего пучка. При углах, больших «критического» угла необходимо учитывать процесс зарядки поверхности планеты самим электронным пучком. Кроме того, при энергии $E_b \sim 200$ кэВ и токах пучка $I_b = 0.1$ А и $I_b = 0.2$ А «критический» зенитный угол становится равным нулю. Это означает, что на всей освещенной поверхности планеты плотность тока пучка выше плотности тока фотоэлектронов, инжектируемых под действием солнечного УФ – излучения из поверхности Луны.

Гл.2. Определение параметров электрической экранирующей системы при инжекции электронного пучка с орбитального космического аппарата.

2.1. Постановка задачи по определению компенсирующей экранирующей системы.

При реализации опытных работ по инжекции пучков заряженных частиц в космическое пространство одной из существенных задач является проблема компенсации электрического заряда, возникающего на КА при работе ускорителя заряженных частиц, находящегося на борту космического аппарата [3, 4]. При достаточно высокой плотности космической плазмы для устранения высокой электрической зарядки КА часто можно использовать наличие компенсирующего тока из фоновой плазмы, который поглощается поверхностью космического аппарата [4, 5]. Кроме того, при реализации экспериментов на высоких орбитах КА, находящихся в сильно разреженной плазме верхней части земной плазмосферы, а также при проектировании систем, работающих в окрестности безатмосферных небесных тел [4, 5, 7], работа инжектора пучков заряженных частиц на борту КА будет причиной генерации в окрестности космического аппарата достаточно сильного электрического поля, которое может существенно исказить динамику пучка заряженных частиц вплоть до его полного торможения в близкой окрестности КА [4, 5]. Среди способов, приводящих к нейтрализации заряда КА, можно отметить использование «экранных» систем компенсации, с помощью которых увеличивается площадь поверхности, которая «вытягивает» из фоновой плазмы компенсирующий ток плазмы. Как отмечено в работах [4, 5], в качестве такого экрана может служить, в частности, надувная оболочка большой площади из тонкой

металлизированной пленки, электрически связанная с инжектирующим пучок КА.

В настоящей главе приводится расчет параметров сферической экранирующей системы (ЭС), необходимой для зарядовой нейтрализации КА, находящегося на орбите Луны и инжектирующего электронный пучок с параметрами, необходимыми для проведения дистанционного рентгеноспектрального анализа лунных поверхностных пород, в случае наличия лунной ионосферы.

Рассмотрим задачу инъекции нерелятивистского слаботокового электронного пучка (ЭП) с полным током I_{b0} , который инжектируется с поверхности сферического проводящего космического аппарата в плазму вблизи безатмосферного небесного тела (БНТ). Космический аппарат будем полагать неподвижным относительно плазмы БНТ, а рассматриваемую плазму – бесстолкновительной. Указанные предположения, очевидно, могут быть обеспечены при выполнении следующих двух ограничений [4,5]

$$R_{zp} \ll \min(\lambda_e, \lambda_i), \quad (2.1)$$

$$\sqrt{\frac{8kT_{e,i}}{\pi m_{e,i}}} \gg V_s, \quad (2.2)$$

где R_{zp} – характерный радиус зоны возмущения, λ_e и λ_i – соответственно длины свободного пробега электронов и ионов фоновой плазмы, V_s – скорость КА на орбите БНТ, T_e и T_i – характерные температуры электронной и ионной компоненты фоновой плазмы, m_e и m_i – массы электронов и ионов плазмы БНТ.

Будем предполагать, что электронный пучок имеет достаточно низкий полный ток ($I_{b0} \in [0.1, 0.9]$ А). В этой ситуации можно считать, что электромагнитное поле пучка оказывает весьма слабый возмущающий эффект на функцию распределения электронов и ионов фоновой плазмы в основной области возмущения [4].

Для простоты будем считать, что при выходе с КА рассматриваемый ЭП является стационарным, азимутально – симметричным, инжектируемым вдоль радиус – вектора, проведенного из центра сферического КА.

При указанных выше ограничениях задача о динамике нерелятивистского ЭП вблизи сферического проводящего КА может быть разделена на две отдельные проблемы [4, 5]. Во-первых, это задача о расчете радиальной зависимости электрического поля в окрестности инжектирующего пучок проводящего сферического КА при наличии известной скорости ухода отрицательного заряда с поверхности КА, которая равна полному заданному току I_b [5]. Во-вторых, это задача о поперечной дисперсии рассматриваемого ЭП при распространении в радиальном электрическом поле в окрестности КА, предварительно рассчитанном на первой стадии решения задачи [5].

Для случая инъекции нерелятивистского электронного пучка, задача расчета электростатического потенциала $\Phi(r)$ может быть решена на основе обобщения результатов работ [4, 5], полученных для релятивистского ЭП, на случай инъекции с КА нерелятивистского пучка. В этой ситуации уравнение Пуассона для расчета радиального хода потенциала принимает отличающийся от работ [4, 5] вид (отличие в последнем множителе в правой части уравнения), а именно

$$\frac{d}{dr_1} \left(r_1^2 \frac{d\Phi_1}{dr_1} \right) = 0.59 \sqrt{\left(\frac{kT}{E_{b0}} \right)^3} \left(\frac{R_{zp}}{R_D} \right)^2 \frac{1}{\sqrt{2\Phi_1}}, \quad (2.3)$$

где

$$\Phi_1(r) = \frac{|e|\Phi(r)}{E_{b0}}, \quad r_1 = \frac{r}{R_{zp}}, \quad R_D = \sqrt{\frac{kT}{4\pi n_{p0} e^2}}. \quad (2.4)$$

Здесь предполагается, что плазма в окрестности КА является однотемпературной, т.е. $T_e = T_i = T$, k – постоянная Больцмана, $E_{b0} = m_e v_{z0}^2 / 2$ – начальная кинетическая энергия электрона пучка при инъекции с КА (здесь предполагается, что ЭП является параксиальным и

поперечные компоненты скорости электронов пучка $|\mathbf{v}_\perp|$ много меньше продольных компонент v_z , R_{zp} – характерный радиус зоны возмущения пространственного заряда в окрестности КА, R_D – дебаевский радиус фоновой плазмы, n_{p0} – характерная объемная концентрация электронов плазмы в окрестности КА, $|e|$ – абсолютное значение заряда электрона [5].

Далее будем предполагать, что потенциал электрического поля при $r = R_{zp}$ имеет заранее известное значение Φ^* , которое удовлетворяет двум ограничениям [4, 5]

$$\frac{|e|\Phi^*}{kT} \gg 1, \quad \frac{|e|\Phi^*}{E_b} \ll 1. \quad (2.5)$$

2.2. Определение потенциала и радиуса экранной системы при инжекции электронного пучка с орбитального космического аппарата вблизи Луны.

В ситуации выполнения первого из двух условий (2.5) значение радиуса зоны возмущения пространственного заряда R_{zp} может быть определено по известной формуле [4, 5]

$$R_{zp} = \sqrt{\frac{I_b/|e|}{1.47 n_p \sqrt{8\pi kT/m}}}. \quad (2.6)$$

Краевые условия для уравнения Пуассона (2.3) будем задавать на границе зоны возмущения, т. е. при $r = R_{zp}$. Тогда с учетом результатов работ [4, 5], которые в отличие от настоящей задачи выполнялись для случая инжекции с КА релятивистского электронного пучка, имеем [4, 5]

$$\Phi_1|_{r_1=1} = \Phi_1^* = \frac{|e|\Phi^*|_{r_1=1}}{E_b}, \quad (2.7)$$

$$\left. \frac{d\Phi_1}{dr_1} \right|_{r_1=1} = -1.3(\Phi_1^*)^{1/2} \left(\frac{kT}{E_b} \right)^{3/4} \frac{R_{zp}}{R_D}. \quad (2.8)$$

На рис.2.1 представлена зависимость потенциала экранной системы Φ_{sc} от тепловой энергии фоновой плазмы kT при концентрациях фоновой плазмы $n_p = 100 \text{ см}^{-3}$ и $n_p = 10 \text{ см}^{-3}$. Кривая 1 соответствует случаю $n_p = 100 \text{ см}^{-3}$, а кривая 2 - $n_p = 10 \text{ см}^{-3}$. Убывание потенциала Φ_{sc} с ростом концентрации плазмы n_p может быть объяснено тем, что в этом случае согласно формуле (2.6) значение радиуса зоны возмущения пространственного заряда R_{zp} будет уменьшаться. В этой ситуации потенциал электростатического поля не успевает сильно увеличиться относительно заданного потенциала Φ_1^* на границе указанной зоны. Убывание потенциала Φ_{sc} с ростом тепловой энергии фоновой плазмы kT объясняется аналогично с помощью формулы (2.6).

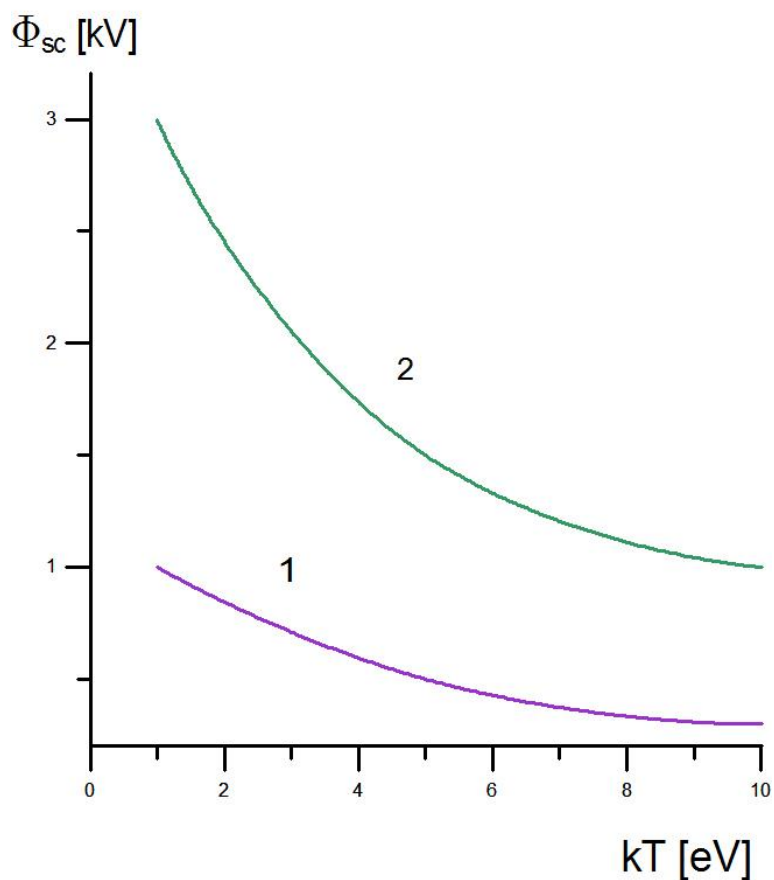


Рис.2.1.

На рис.2.2. представлена зависимость радиуса экранной системы R_{sc} в зависимости от полного тока инжектируемого с КА электронного пучка в ситуации лунной ионосферы с объемной концентрацией ионов и электронов $n_p = 100 \text{ см}^{-3}$ при разных значениях энергии пучка E_b . При этом должно выполняться условие $|e|\Phi_{sc}/E_b = 0.1$. Данное условие налагается для реализации малых потерь энергии электронного пучка в электрическом поле экранной системы. Кривая 1 соответствует $E_b = 40 \text{ кэВ}$, кривая 2 – $E_b = 100 \text{ кэВ}$.

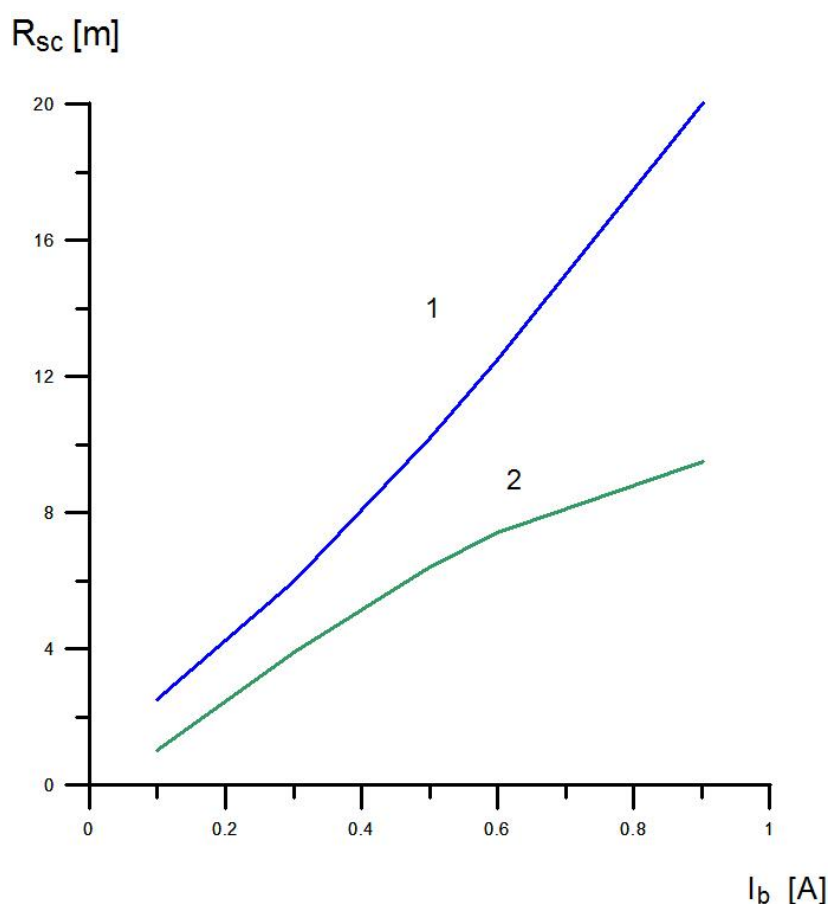


Рис.2.2.

Убывание радиуса экранной системы с ростом энергии пучка может быть объяснено тем, что в силу условия $|e|\Phi_{sc}/E_b = 0.1$ будет расти потенциал Φ_{sc} , а, значит, экранная система должна находиться дальше от границы зоны возмущения пространственного заряда R_{zp} . Кроме того, увеличение полного тока инжектируемого пучка I_b при фиксированной

энергии пучка E_b приведет к росту радиуса экранной системы, поскольку для обеспечения баланса токов на поверхности КА должен расти суммарный компенсирующий электронный поток из фоновой плазмы на экранную систему, а, значит, требуется рост характерного размера данной системы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выпускная бакалаврская работа посвящена математическому моделированию параметров электронного пучка, используемого для дистанционного анализа поверхностных пород безатмосферного небесного тела, окруженного бесстолкновительной плазмой, а также исследованию параметров экранной системы, позволяющей компенсировать заряд на космическом аппарате (КА), инжектирующем зондирующий электронный пучок.

В первой главе дипломной работы рассмотрена задача о поперечной эволюции электронного пучка, инжектируемого с орбитального КА в окрестности безатмосферного небесного тела в целях проведения дистанционного рентгеноспектрального анализа поверхностных пород данного тела. Для случая диагностики лунных пород решена задача о радиусе и концентрации электронного пучка, который он достигает на лунной поверхности, при различных значениях энергии и тока пучка.

В результате численного моделирования показано, что увеличение полного тока пучка приводит к увеличению его радиуса на лунной поверхности. Это может быть объяснено тем, что на начальной стадии расширения пучка дефокусирующее влияние его радиального электрического поля с ростом тока пучка нарастает. Кроме того, увеличение энергии ЭП приводит к убыванию указанного радиуса.

С помощью численного анализа показано, что нарастание тока пучка при энергиях, выше $E_b \sim 100$ кэВ заметно увеличивает «критический» зенитный угол, ниже которого плотность фотоэлектронного тока с поверхности Луны, превышает плотность зондирующего пучка. При углах, больших «критического» угла необходимо учитывать процесс зарядки поверхности планеты самим электронным пучком.

Во второй главе рассмотрена задача об определении параметров электрической экранирующей системы (ЭС) при инжекции электронного

пучка с орбитального космического аппарата. В зависимости от энергии и тока инжектируемого с орбитального КА электронного пучка рассчитан радиус сферической ЭС. Кроме того, для фиксированного радиуса экранирующей системы определена зависимость ее электростатического потенциала от температуры фоновой плазмы при разных значениях концентрации плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Искусственные пучки частиц в космической плазме./ Под ред. В.Гранналя. М.: Мир. 1985. 256 с.
2. Росинский С. Е., Рухлин В. Г. Динамика плотного электронного пучка, инжектируемого в плазму // Журнал технической физики. 1972. Т. 42. № 3. С. 511 - 521.
3. Альперт Я. П., Гуревич А. В., Питаевский А. П. Искусственные спутники в разреженной плазме. 1964. М.: Наука. 382 С.
4. Колесников Е.К. О расчете электрического поля в космической плазме в окрестности проводящей сферы, инжектирующей электронный пучок // Физика плазмы. 2002. Т. 28. № 4. С. 360-367.
5. Колесников Е.К. Динамика релятивистского электронного пучка в космической плазме в окрестности сферического тела-инжектора // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 10. С. 933-938.
6. Колесников Е.К., Мануйлов А.С. Уравнение огибающей релятивистского электронного пучка с автомоделным профилем плотности, распространяющегося в плотной и разреженной газоплазменной среде продольно внешнему магнитному полю // Журнал технической физики. 2008. Т. 78. № 2. С. 113 – 118.
7. Колесников Е.К., Курышев А.П. Дистанционный рентгеноспектральный элементный анализ поверхностных пород Луны, основанный на искусственном возбуждении характеристического излучения электронным пучком // Вестник ЛГУ. 1982. Деп. ВИНТИ, N 41-82.
8. Виноградов А. П., Сурков Ю. А., Чернов Г. М. Предварительные результаты измерений гамма-излучения лунной поверхности на космической станции «Луна-10» // Космические исследования. 1966. Т. 4. № 6. С. 871-879.
9. Мандельштам С. Л., Тиндо И. П. Рентгеновское излучение Луны и рентгеновский космический фон по данным спутника Луны «Луна-12» // Космические исследования. 1968. Т. 6. № 1. С. 119-127.

10. Мандельштам С. Л., Тиндо И. П., Карев В. И. Исследования рентгеновского излучения Луны с помощью спутника Луны «Луна-10» // Космические исследования. 1966. Т. 4. № 6. С. 827-837.
11. Тромбка Дж. И., Арнольд Дж. Р., Адлер И. Элементный состав лунной поверхности по данным измерений гамма- и рентгеновского излучения на космических кораблях "Аполлон-15 и 16" // Труды Советско-Американской конференции по космохимии Луны и планет. 1975. М.: Наука. С. 128-152.
12. Колесников Е.К., Мануйлов А.С. Особенности поперечной динамики релятивистского электронного пучка малой плотности, распространяющегося в плазме продольно внешнему магнитному полю // Журнал технической физики. 2009. Т. 79. № 7. С. 92 – 95.
13. Колесников Е.К., Мануйлов А.С. Поперечная динамика релятивистского электронного пучка большой плотности, распространяющегося в плазме продольно внешнему магнитному полю // Журнал технической физики. 2009. Т. 79. № 8. С. 104 – 109.
14. Васильев М. Б., Виноградов В. А. Радиопросвечивание окололунного пространства при помощи станции «Луна-19» // Космические исследования. 1974. Т. 12. № 1. С. 115-121.
15. Виноградов В. А., Васильев М. Б., Вышлов А. С. Предварительные результаты радиопросвечивания окололунного пространства по данным аппарата «Луна-22» // XI Всесоюзная конференция по распространению радиоволн. / Тезисы докладов. Ч. 1. 1975. Казань. С. 177-179.
16. Кондратьев Н. Я. Справочник по космонавтике. 1966. М.: Воениздат. 328 С.
17. Мануйлов А. С., Колесников Е. К. К вопросу о немонотонном ходе электростатического потенциала в фотоэлектронном слое над поверхностью Луны в период средней солнечной активности // Вестник ЛГУ. 1984. Вып. 2. №7. С. 101-104.

18. Reasoner D.L., Burke W.J. Characteristics of Lunar Photoelectron Layer in the Geomagnetic Tail // J. of Geophysical Research. 1972. V. 77. N. 34. P. 6671-6687.
19. Feuerbacher B., Anderegg M., Fitton B., Laude L. D., Willis R. F., and Grard R. J. L. Photoemission from lunar surface fines and the lunar photoelectron sheath // Proceedings of the forth lunar science conference / Geochimica et Cosmochimica Acta. 1972. V. 3. P. 2655- 2663.
20. Колесников Е.К., Мануйлов А.С. К вопросу о возможности электростатической эрозии участка поверхности Луны, покрытого монослоем водородистых соединений // Астрономический журнал. 1983. Т.60. № 5. С.995 – 998.
21. Колесников Е.К., Мануйлов А.С. Расчет напряженности электростатического поля над поверхностью Луны, покрытой монослоем водорода // Астрономический журнал. 1982. Т.59. № 5. С.996 – 998.
22. Borisov N., Mall U. Charging and motion of dust grains near the terminator of the moon // Planet and Space Sciences. 2006. V. 54. P. 572-580.
23. Borisov N., Mall U. The structure of the double layer behind the Moon // J. of Plasma Physics. 2002. V. 67. Iss. 4. P. 277-299.