

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

И.А. Шевяков¹, В.И. Тамбовцев², А.А. Кучуркин³

Представлены исследования на ЭВМ радиофизических свойств низко-температурной плазмы в переходной области: от состояния ионизованного газа до состояния газовой плазмы. В качестве физической модели рассматривается столкновительный ионизованный газ низкого давления газоразрядной лампы. Рассмотрение полученных модельных зависимостей позволяет сделать вывод о значительном влиянии частоты столкновений электронов на распространение радиоволны через среду. Методами СВЧ диагностики определяется критическая частота для радиопрозрачности.

Ключевые слова: ионизованный газ, столкновительная плазма, разряд низкого давления, комплексная проводимость, волновой вектор, дисперсионное уравнение, радиопрозрачность, СВЧ диагностика.

Введение

Ионизованный газ в различном состоянии занимает большую часть окружающего нас пространства: от слабоионизованного до газовой плазмы. Исследуемый в работе столкновительный ионизованный газ разряда низкого давления в своём объеме содержит чередующиеся области с различными радиофизическими свойствами. Научный и практический интерес представляет исследование области перехода между ионизованным газом и плазменным состоянием. В рамках феноменологического подхода на примерах предложенных физических моделей рассматриваются именно свойства среды в переходной области. Радиопрозрачность и степень отражения определяются также методами СВЧ диагностики. Полученные результаты радиофизических экспериментов соответствуют данным модельных исследований.

Исследуемая среда

Обратимся к электронной компоненте ионизованного газа, которая определяет физические свойства исследуемой среды. Частота радиопрозрачности должна превышать критическую частоту ω_0 , которая либо равняется электронной плазменной частоте $\omega_p = 2\pi\nu_p$ для идеальной плазмы, либо равняется частоте столкновений электронов ν_e , если превышает величину плазменной частоты [1].

Степень ионизации определяется скоростями прямых и обратных процессов. Условие равновесия ионизации при электронном ударе и рекомбинации при тройных столкновениях имеет вид: $k_1 n_a n_e = k_2 n_i n_e^2$, где n_a , n_i и n_e – концентрации атомов, ионов и электронов; k_1 и k_2 – константы скоростей процессов. Таким же соотношениями определяется равновесие при термической ионизации – происходят идентичные процессы.

В термодинамически равновесной среде концентрация заряженных частиц определяется формулой Саха. Формула также применима при детальном равновесии в стационарном случае [2]. Запишем формулу Саха для концентрации электронов n_e :

$$n_e = (2\pi m_e)^{3/4} (kT)^{1/4} P_0^{1/2} h^{-3/2} \exp\left(-\frac{\chi_r}{2kT}\right), \quad (1)$$

где m_e – масса электрона, χ_r – энергия ионизации, h – постоянная Планка, T – кинетическая температура, P_0 – давление нейтрального газа.

В смеси газов рассматривается легкоионизируемая компонента, концентрация которой n_0 . Естественно, что $n_e \leq n_0$. Но, если не хватает легкоионизируемой компоненты, то пополнение

¹ Шевяков Игорь Андреевич – инженер-конструктор, Опытнo-Конструкторское Бюро, ОАО Челябинский Радиозавод «Полёт».
E-mail: regnlager@mail.ru

² Тамбовцев Владимир Иванович – доктор физико-математических наук, профессор Приборостроительного факультета, Южно-Уральский государственный университет.
E-mail: tamboval@mail.ru

³ Кучуркин Артём Александрович – инженер, Мечел Сервис Глобал.
E-mail: matan_gus@list.ru

электронной концентрации происходит за счёт следующей по степени ионизации компонентой. В расчёте используется температура электронов, которая в газоразрядной плазме превышает 10^4 К. Температура «тяжёлой» компоненты (ионы, атомы и молекулы) не достигает 400 К.

Столкновительный ионизованный газ (СИГ) – это трёхкомпонентная среда электронов, ионов и атомов (молекул) с относительно малой степенью ионизации. Радиус Дебая–Хюккеля – δ характеризует масштаб квазинейтральности или электрической неоднородности СИГ (здесь и далее предполагается, что параметры приводятся в усреднённом виде). Кулоновское взаимодействие частиц мало, в сравнении с kT , при выполнении неравенства: $e/4\pi\epsilon_0\delta < kT/e$, где ϵ_0 – электрическая постоянная (уравнения представлены в СИ). Основными характеристиками СИГ являются ν_e – частота столкновений электронов и плазменная частота:

$$\omega_p = \left(\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

Плазменные колебания могут развиваться и существовать на интервале между двумя столкновениями $\tau_e = 1/\nu_e$.

Характерные параметры для ионизованного газа и газовой плазмы:

$$\begin{aligned} \omega_p \tau_e > 1, \delta \ll L, N_\delta \gg 1 & - \text{газовая плазма;} \\ \omega_p \tau_e < 1, \delta \ll L, \tau_M = \epsilon_0/\sigma, N_\delta \gg 1 & - \text{ионизованный газ.} \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь L – линейный масштаб исследуемой среды, N_δ – количество заряженных частиц в сфере Дебая, τ_M – максвелловское время установления квазинейтральности (для СИГ связано с ν_e), σ – коэффициент электропроводности. При малом N_δ – газ становится слабоионизованным, и тепловое движение «маскирует» действие кулоновских сил. Также при $\nu_e > \omega_p$ электроны сталкиваются с частицами газа столь часто, что характер их движения определяется газодинамическими, а не электрическими силами [3].

Характер поведения электронов в целом определяется дифференциальным уравнением движения (относительно координаты Z):

$$m_e \frac{d^2 z_e}{dt^2} = -eE_z + \nu_e m_e \frac{d(z_0 - z_e)}{dt} + \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0} (z_0 - z_e). \quad (4)$$

Последнее слагаемое в представленной форме определяет наведённое поле за счёт динамо-электрического процесса, например, в ударной волне, но здесь это не рассматриваем. Если исключить влияние внешнего поля E и массового движения газа, получается дифференциальное уравнение с плазменной частотой ω_p (2).

В рамках феноменологического подхода радиофизические свойства исследуемой среды описываются материальными уравнениями среды. Диэлектрические свойства среды характеризуются относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\omega)$, а проводящие свойства – проводимостью $\sigma(\omega)$. В переходной области применимы комплексные характеристики. Комплексная проницаемость ϵ в мнимой части содержит проводимость: $\epsilon = \epsilon - i\sigma/(\epsilon_0\omega)$, что связано с наличием «токов потерь».

Представим проводимость в комплексной форме: $\sigma = \sigma_r - i\sigma_i$, где мнимая часть характеризует диэлектрические свойства среды. Рассмотрим материальное уравнение для плотности тока: $j = \sigma E$, где $j = en_e u$. Запишем уравнение движения в комплексной форме для электронов (5), имеющих скорость $u(t) = U \exp(i\omega t)$:

$$m_e \frac{du(t)}{dt} = i\omega m_e u(t) = -eE - \nu_e m_e u(t), \quad (5)$$

Из материального уравнения и уравнения движения получаем действительную – σ_r и мнимую – σ_i компоненты комплексной проводимости:

$$\sigma_r = \frac{e^2 n_e}{m_e} \frac{\nu_e}{\nu_e^2 + \omega^2}; \quad \sigma_i = \frac{e^2 n_e}{m_e} \frac{\omega}{\nu_e^2 + \omega^2}, \quad (6)$$

Распространение волны через исследуемую среду

Считаем, что выполняются условия (4) для длины волны: $\lambda > \delta$. Распространение СВЧ поля в ионизованном газе описывается уравнениями макроскопической электродинамики [4].

Применив операцию *rot* к первому уравнению Максвелла и исключив магнитную составляющую, получаем уравнение волны с частотой ω для слоя за фронтом УВ для поперечных составляющих электрического поля:

$$\frac{d^2 E_{xy}(t, z)}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} E_{xy}(t, z) = \frac{i\omega\sigma}{\epsilon_0 c^2} E_{xy}(t, z), \quad (7)$$

Здесь z – продольная и x, y – поперечные координаты.

Решением (7) является плоская волна:

$$E_{xy}(t, z) = E_0 \exp(i(\omega t - kz)), \quad (8)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число.

Представим k в комплексной форме: $k = \beta - i\alpha$, где β – фазовая постоянная, α – постоянная затухания. Подставляя (8) в (7), получаем для k :

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 + \frac{\sigma_i}{\epsilon_0 \omega} - i \frac{\sigma_r}{\epsilon_0 \omega}}, \quad (9)$$

Подставив из (2) ω_p , а из (6) σ_r и σ_i , получим дисперсионное уравнение:

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{v_e^2 + \omega^2} - i \frac{\omega_p^2 v_e}{(v_e^2 + \omega^2)\omega}}, \quad (10)$$

А. Проведём анализ уравнения (10) для случая, когда $\omega \gg v_e$ и для $v_e < \omega_p$. Пренебрегаем явно малой величиной v_e^2 , получаем:

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(1 + i \frac{v_e}{\omega}\right)}. \quad (11)$$

1. При $\omega > \omega_p$ и $\beta \gg |\alpha|$ волна распространяется с малым затуханием:

$$\alpha = \frac{v_e}{2c} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{-1/2}. \quad (12)$$

Фазовая скорость волны превышает скорость света:

$$u_f = \frac{\omega}{\beta} = c \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{-1/2}. \quad (13)$$

2. При частоте, вблизи критической ω_0 , происходит резкое изменение постоянной затухания и фазовой постоянной (см. рис. 1) [5]. При $v_e = 0$ (условно) переход происходит при плазменной частоте: $\omega = \omega_0 = \omega_p$, когда $k = 0$.

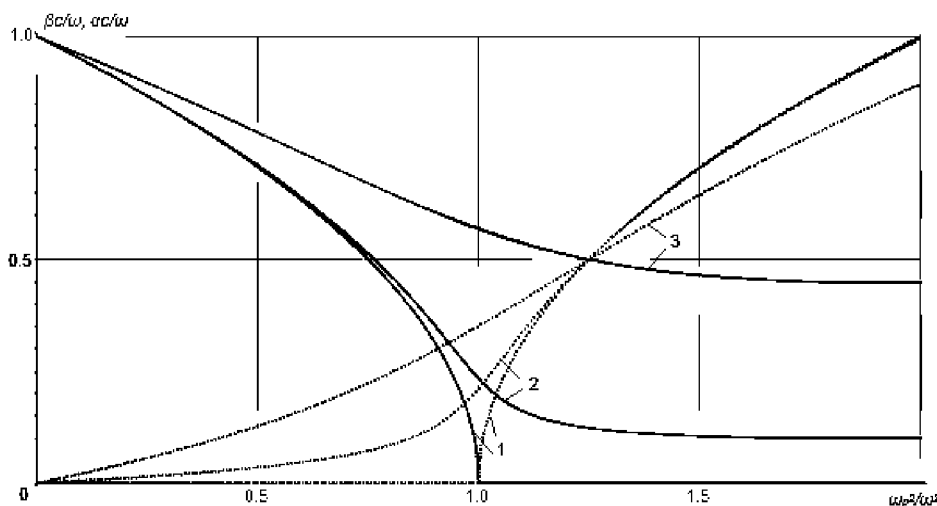


Рис. 1. Зависимости β и α (пунктир) от ω в безразмерных координатах при $\omega \gg v_e$: 1) $v_e/\omega = 0$; 2) $v_e/\omega = 0,1$; 3) $v_e/\omega = 0,5$

3. При $\omega_p > \omega$ волна затухает. Глубина скин-слоя δ

$$\delta = \frac{1}{\alpha} = \frac{c}{\omega \sqrt{\omega_p^2 / \omega^2 - 1}} = \frac{\lambda}{2\pi \sqrt{\omega_p^2 / \omega^2 - 1}}, \quad (14)$$

где λ – длина волны в вакууме.

Если размер плазменного слоя l превышает δ , то волна не проникает в среду и отражается от её границы. Здесь затухание волны не может быть связано с тепловыми потерями.

Б. Рассмотрим пример другого важного случая, когда $v_e \gg \omega_p$. Столкновения не дают развиваться плазменным колебаниям. Как показано в (3), СИГ не является плазмой, но кулоновское взаимодействие играет важную роль.

1. При $\omega \gg v_e$ из под корня в (10) удаляем малую мнимую часть. Возвращаемся к варианту А.1 – распространение волн с малым затуханием с фазовой скоростью, превышающей скорость света:

$$u_f = \frac{\omega}{\beta} = c \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + v^2} \right)^{-1/2}. \quad (15)$$

2. Критическая частота находится из (10) когда $k = 0$. (рис. 2) [4]. Следовательно, при $v_e \gg \omega_p$ критическая частота равняется частоте столкновений: $\omega_0 = v_e$.

3. При $\omega \ll v_e$ волна затухает. В выражении (11) под корнем следует оставить единицу и мнимую часть:

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - i \frac{\omega_p^2}{v_e \omega}}. \quad (16)$$

Из (16) можно определить α , если $\beta = 0$. Для скин-слоя [5] получаем:

$$\delta = \frac{1}{\alpha} = \frac{\lambda \sqrt{\omega v_e}}{2\pi \omega_p}, \quad (17)$$

Затухание в рассматриваемом случае вызвано активными потерями (в отличие от А.3), что сказывается на эффекте отражения.

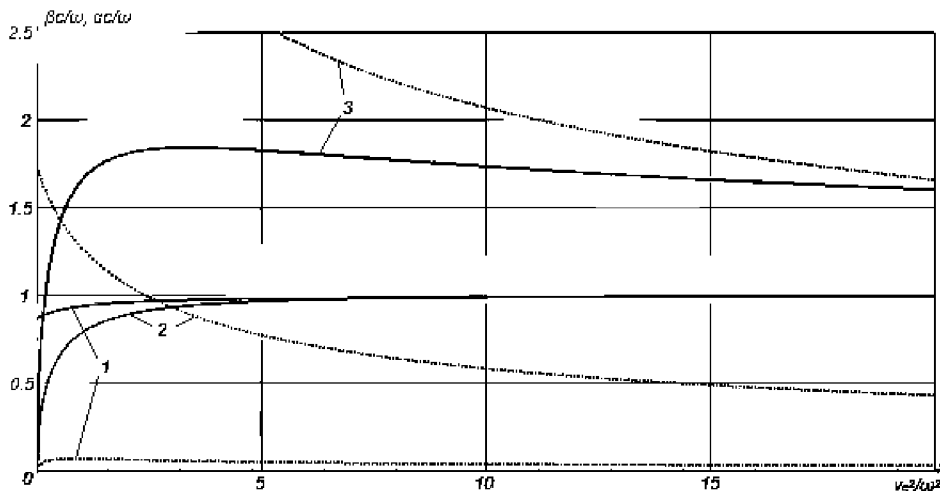


Рис. 2. Зависимости β и α (пунктир) от ω в безразмерных координатах при $v_e \gg \omega_p$: 1) $\omega_p / \omega = 0,5$; 2) $\omega_p / \omega = 2$; 3) $\omega_p / \omega = 5$

СВЧ диагностика исследуемой среды

Лампа дневного света размещается перед рупорной антенной СВЧ передатчика. Параметры СВЧ генератора на диоде Гана: мощность излучения 10 мВт, частота 9 ГГц (генератор не пере-страивается), длина волны 33 мм. Приёмная рупорная антенна располагается либо за лампой – исследования на поглощение, либо под углом, близким к 180° – исследования на отражение. Отметим, что отражённый сигнал практически отсутствует. Детектор приёмника выполнен на СВЧ-

диоде. Параметры цеховой газоразрядной лампы: напряжение питания 220 В, частота 50 Гц, мощность лампы 60 Вт, габариты 36 мм х 120 см. Рабочим веществом служит смесь газов с парами ртути [6]. Характерная структура тлеющего разряда низкого давления представлена на рис. 3.

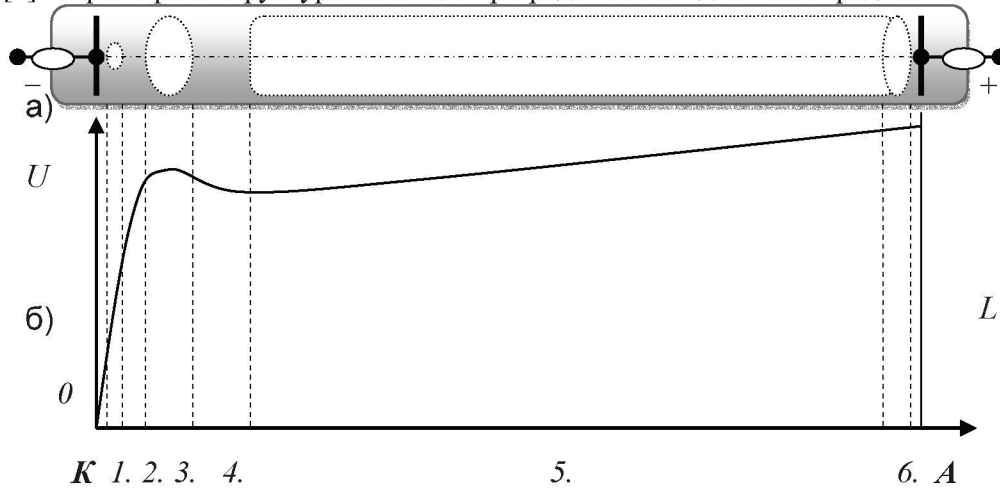


Рис. 3. Тлеющий разряд низкого давления в лампе постоянного тока: а) внешний вид тлеющего разряда; б) изменение потенциала U на тлеющем разряде по длине L лампы. Обозначения: К – катод, А – анод, 1 – катодное тёмное пространство, 2 – катодное тёмное пространство, 3 – яркое отрицательно свечение, 4 – фарадеево тёмное пространство, 5 – положительный тлеющий столб, 6 – анодное свечение.

На рис. 4 представлено изменение сигнала СВЧ при просвечивании. Отражённый сигнал не наблюдается: среда либо поглощает, либо прозрачна.

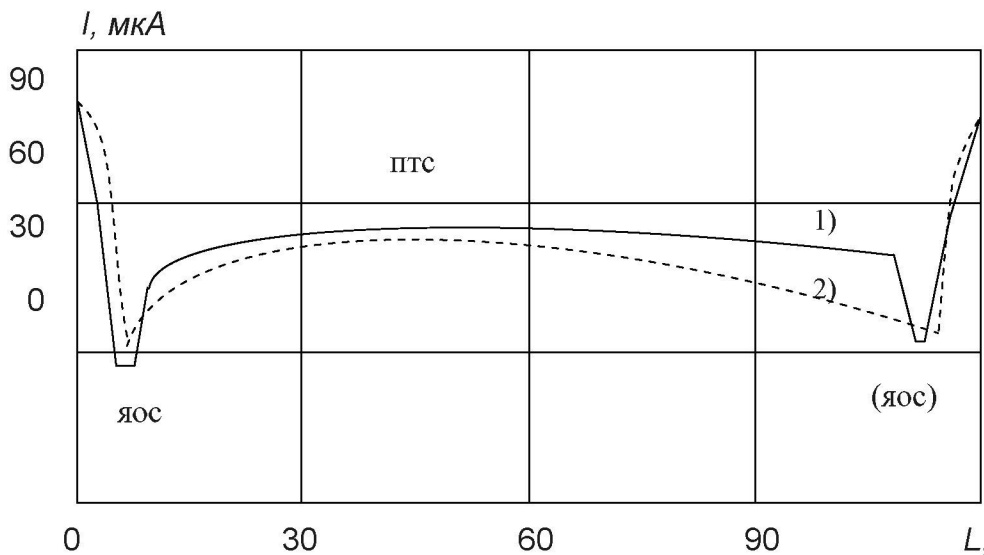


Рис. 4. Изменение сигнала СВЧ просвечивания газоразрядной лампы – с разрешения М.А. Ивановой и В. Неручева: 1) лампа дневного света; 2) биологически активная лампа Флора

Лампы питаются переменным напряжением, что симметричную форму получаемых сигналов относительно длины L . Максимальному поглощению соответствуют наиболее яркие участки отрицательного свечения (яос). С учётом эффекта «подсвечивания» следует считать, что именно в этих участках образуется плазма. В центральной же области для положительного тлеющего столба (птс), скорее всего, ионизованный газ плазменного состояния не достигает. Температура электронов в столбе разряда низкого давления достигает 10^4 К, а средняя по сечению концентрация электронов $n_e = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ [1]. Расчётное значение плазменной частоты по (3) – $\nu_p = 10^9$ Гц.

Проведены опыты с перестраиваемым генератором на установке измерителя коэффициента стоячей волны по напряжению «Р2-61» [1]. Диапазон от 8 до 12 ГГц. На рис. 5 представлена схема измерительного блока. В стандартный волновод, сечение которого 23 мм х 10 мм, вертикально

встраивается ультрафиолетовая ртутная лампа низкого давления FL 16 6/black: длина трубки 190 мм, диаметр – 16 мм. Внутреннее пространство заполнено аргоном ($P_{Ar} = 400$ Па) с парами ртути ($P_{Hg} = 0,93$ Па). В колбу впаены парные электроды. Положительный столб разряда занимает пространство от фарадеевского темного пространства катода и до анода. Лампа зафиксирована в волноводной вставке между согласованной нагрузкой и трактом отраженной волны в пучности (на частоте 8 ГГц). Сигнал выводится на индикатор. Результаты представлены на рис. 6 и рис. 7.

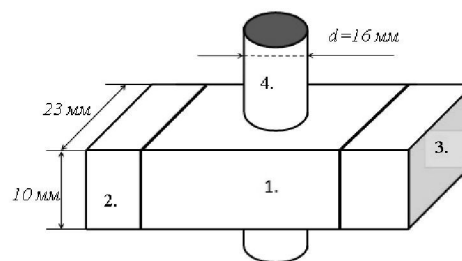


Рис. 6. Измерительный блок:
1) волноводная вставка; 2) тракт отражённой волны; 3) согласованная нагрузка; 4) лампа УФ

В обычном состоянии (лампа выключена, рис. 6) газовый промежуток является радиопрозрачным во всём частотном диапазоне. При включении лампа играет роль торцевой согласованной нагрузки, если СИГ электрического разряда не прозрачен. При достижении критической частоты условие согласования изменяются, что приводит к увеличению мощности выходного сигнала (рис. 7).

Отсечка в опыте на критической частоте определяется для момента, когда При включенной лампы за счёт отражения от тлеющего разряда. отмечается увеличение мощности более чем на 10 Дб. Это наблюдается при 10,3 ГГц. Следовательно, частота столкновений $\nu_e < 10,3 \cdot 10^9$ Гц, превышает расчётное значение $\nu_p = 10^9$ Гц.

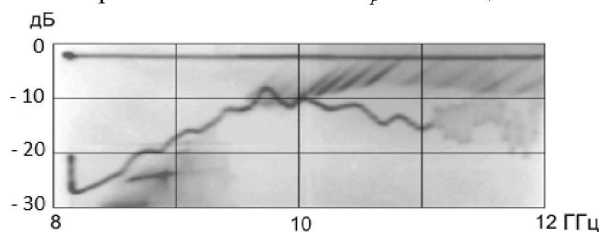


Рис. 6. На фото представлена диаграмма при выключенной УФЛ

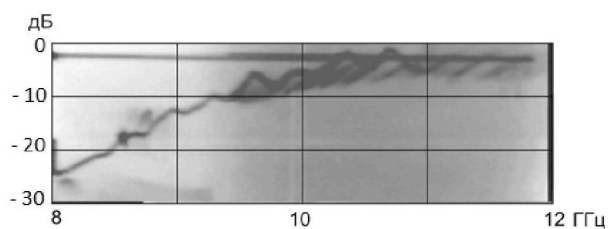


Рис. 7. На фото представлена диаграмма при включенной УФЛ. Усиление сигнала на 10 дБ на частоте 10,3 ГГц

Основные результаты

Показано, что трехкомпонентный ионизованный газ в зависимости от частоты столкновений электронов обладает различными физическими свойствами: от слабоионизованного до плазменного состояния. В работе представлена физическая модель исследуемой среды. Вычислительный эксперимент позволяет исследовать изменения основных параметров среды в переходной области.

Показано аналитически, что критическая частота для радиопрозрачности равняется частоте столкновений для газа, не достигшего плазменного состояния, – это соответствует физическим представлением. В плазменном состоянии критическая частота равняется электронной плазменной частоте.

Модельные эксперименты в СВЧ-диапазоне с лампой дневного света показали, что в большей части объёма – в области «пте», не достигается плазменного состояния, но в областях «яос» ионизованный газ переходит в плазменное состояние. Для ультрафиолетовой лампы на частоте 10,3 ГГц (и выше до 12 ГГц) возникает отражение электромагнитной волны, – ионизованный газ находится в плазменном состоянии.

Литература

1. Кучуркин, А.А. СВЧ диагностика газоразрядной плазмы / А.А. Кучуркин, В.И. Тамбовцев, А.В. Тепляков // Труды МФТИ. – 2010. – Т. 2, № 37. – С. 122–125.
2. Bradt, H.V. Astrophysics Processes / H.V. Bradt. – Cambridge University Press, 2008. – 536 p.
3. Тамбовцев, В.И. Ионный звук в частично ионизованном газе / В.И. Тамбовцев, А.В. Тепляков, В.К. Усачёв // Вестник Челябинского государственного университета. Физика. – 2008. – Вып. 3. – № 25. – С. 74–77.
4. Голант, В.Е. СВЧ методы исследования плазмы / В.Е. Голант. – М.: Наука, 1968. – 328 с.

5. Шевяков, И.А. О радиопрозрачности естественного и возмущённого газа слоя D основания ионосферы / И.А. Шевяков, В.И. Тамбовцев, А.А. Кучуркин // Труды XI международной конференции «Физика и технические приложения волновых процессов». – Екатеринбург: УрФУ. – 2012. – С. 297–299.

6. Рохлин, Г.Н. Разрядные источники света / Г.Н. Рохлин. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 720 с.

RADIO PHYSICAL PROPERTIES OF COLLISIONAL PLASMA IN GAS DISCHARGE

I.A. Shevyakov¹, V.I. Tambovcev², A.A. Kuchurkin³

The paper presents the research of radio physical properties of low-temperature plasma in the transition region using the computer: from the state of the ionized gas to the state gas plasma. The analysis of simulative dependence proves the significant effect of electron collision frequency on radio wave propagation through the medium. The collision ionized low-pressure gas of discharge lamp is considered as physical model. The critical frequency for radio transparency is determined by microwave diagnostics.

Keywords: ionized gas, collisional plasma, radio transparency, microwave diagnostics, wave vector, the complex conductivity, low pressure discharge.

References

1. Kuchurkin A.A., Tambovcev V.I., Teplyakov A.V. SVCh diagnostika gazorazryadnoj plazmy [Microwave diagnostics of gas-discharge plasma]. *Trudy MFTI*. 2010. Vol. 2, no. 37. pp. 122–125. (in Russ.).

2. Bradt H.V. *Astrophysics Processes*. Cambridge University Press, 2008. 536 p.

3. Tambovcev V.I., Teplyakov A.V., Usachyov V.K. Ionnyj zvuk v chastichno ionizovannom gaze [Ion sound in a partially ionized gas]. *Vestnik Chelyabinskogo gosudarstvennogo universiteta. Fizika*. 2008. Issue 3. no. 25. pp. 74–77. (in Russ.).

4. Golant V.E. SVCh metody issledovaniya plazmy [Ultra-high frequency methods of plasma analysis]. Moscow: Nauka, 1968. 328 p. (in Russ.).

5. Shevyakov I.A., Tambovcev V.I., Kuchurkin A.A. O radioprozrachnosti estestvennogo i voz-mushyonnogo gaza sloya D osnovaniya ionosfery [Dynamoelectric processes in electric power systems and in lower ionosphere]. *Trudy XI mezhdunarodnoj konferencii «Fizika i texnicheskie prilozheniya vol-novykh processov»* [Physics and engineering applications of wave processes. Proceedings of XI International Conference.]. Ekaterinburg: UrFU. 2012. pp. 297–299. (in Russ.).

6. Rokhlin G.N. *Razryadnye istochniki sveta* [Discharge sources of light]. Moscow: Energoatomizdat, 1991. 720 p. (in Russ.).

Поступила в редакцию 18 декабря 2012 г.

¹ Shevyakov Igor Andreevich is design engineer, Experimental Design Office, Open Joint-Stock Company Chelyabinsk Radio Manufacturing Plant “Polet” (“Flight”).

E-mail: regnlager@mail.ru

² Tambovcev Vladimir Ivanovich is Dr.Sc. (Physics and Mathematics), Professor of Instrument Engineering Department, South Ural State University.

E-mail: tamboval@mail.ru

³ Kuchurkin Artyom Alexandrovich is Engineer, Mechel Service Global.

E-mail: matan_gus@list.ru