

УДК 533:621.044:62-63/64

## **ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПРОЦЕСС ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО ГОРЕНИЯ ЖИДКИХ КОМПОЗИТНЫХ БИОТОПЛИВ**

*Д. С. Стребков, академик РАН, доктор технических наук*

*Ю. А. Кожевников, кандидат технических наук*

*Ю.М. Егоров, инженер*

*Ю. М. Щекочихин, доктор химических наук*

*ФГБНУ «Всероссийский научно-исследовательский институт  
электрификации сельского хозяйства, г. Москва, Россия*

*В. Г. Николаев, финансовый директор*

*ООО «Интер ФинансКапитал», г. Москва, Россия*

*e-mail: jviesh@yandex.ru*

*Аннотация. Рассмотрен вопрос оптимального расположения СВЧ-излучателей в топочной камере при сжигании композитных биотоплив. Учитываются физические процессы взаимодействия плазменного факела с внешним магнитным полем. Предлагаются решения по разработке конструкции плазменной горелки.*

*Ключевые слова: магнитное поле, плазмохимические реакции, геометрия тороидального сердечника, окружности Вилларсо, конструкция горелки*

В процессе горения жидких композитных биотоплив внешнее магнитное поле может влиять на атомы, обладающие магнитным моментом, на движущиеся заряженные частицы и диполи. Магнитное поле может также влиять на ферромагнитные и парамагнитные добавки, «втягивая» их в поле и упорядочивая по направлению поля, а также на диамагнитные добавки, «выталкивая» их из поля.

**Цель исследований** – изучение влияния магнитного поля на процесс плазмохимического горения жидких композитных биотоплив.

**Материалы и методика исследований.** При горении биотоплива в СВЧ полях могут происходить, с учетом газодинамических и химических превращений в газоплазменной фазе и на его границах, следующие процессы:

а) столкновения плазменных электронов с молекулами  $H_2O$  и биотоплива, приводящие к ионизации, диссоциации, прилипанию электронов (в

том числе диссоциативному), колебательному возбуждению молекул  $H_2O$  и биотоплива;

б) ионно-молекулярные реакции, процессы ион-ионной и электрон-ионной рекомбинации и прилипания электронов к малым газовым составляющим;

в) релаксация колебательной энергии молекул воды и химических реакции с участием этих колебательно-возбуждённых молекул;

г) дрейф электронов, обусловленный внешним электрическим полем и определяющий ток разряда, а также диффузия нейтральных и заряженных компонентов плазмы.

Низкотемпературную технологическую плазму можно получить при сжигании композитного биотоплива, которое во время впрыскивания в камеру сгорания представляет собой неоднородный газ с высокой влажностью [2].

Ионизация такого газа осуществляется с использованием СВЧ-плазмотронов [3]. Степень ионизации зависит от температуры и пропорциональна числу атомов, отдавших или поглотивших электроны. Даже слабо ионизированный газ, в котором менее 1 % частиц находятся в ионизированном состоянии, активно взаимодействует с внешним магнитным полем и имеет высокую электропроводность. СВЧ-плазмотроны, воспроизводя коронные разряды, обеспечивают высокую напряжённость электрического поля в момент впрыска воздушно-капельной смеси биотоплива в камеру сгорания. Наблюдается необратимая деформация атомов, сопровождающаяся отрывом электрона [4,5].

Для того, чтобы создать математическую модель поведения частиц плазмы во внешнем электромагнитном поле, зададим некоторые граничные условия:

1. Не рассматриваем поведение плазмы в пограничных зонах, где плазма переходит из одного физического состояния в другое.

2. Плазма обладает высокой электропроводностью, поэтому напряженность электрического поля внутри плазмы можно считать равной нулю  $\vec{E} = 0$ , т.е. плазма стремится экранировать все электрические поля.

3. Сама плазма сильно подвержена влиянию магнитного поля. При этом на каждую частицу плазменного газа, находящегося в постоянном магнитном поле, действует сила Лоренца, которая при  $E=0$  определяется формулой:

$$\vec{F} = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}), \quad (1)$$

где  $q$  – электрический заряд частицы,

$\vec{v}$  – скорость частицы,

$\vec{B}$  – вектор магнитной индукции (основная характеристика магнитного поля),

4. Частицы плазмы (электроны, ионы, нейтральные молекулы) различаются знаком электрического заряда и могут вести себя независимо друг от друга — иметь разные скорости и даже температуры, что служит причиной

появления новых явлений, таких как нестандартные волны, неустойчивости, двухтемпературные распределения частиц и электронов.

5. В плазме возможны коллективные взаимодействия между частицами, которые влияют на общее состояние системы гораздо больше, чем двух частичные.

### Результаты исследований.

#### Физико-математическая модель плазмы

Степень ионизации плазмы  $\alpha$  определяется как:

$$\alpha = \frac{n_e}{n_i + n}, \quad (2)$$

где  $n_i$  – концентрация ионов,

$n_e$  – концентрация электронов,

$n$  – концентрация нейтральных атомов.

Плотность заряда плазмы определим выражениями:

$$\rho_e = q_e n_e, \quad \rho_i = q_i n_i, \quad (3)$$

где  $q_i$  – заряд иона,

$q_e$  – заряд электрона.

В простейшем предположении электроны и ионы движутся, соответственно, с постоянными скоростями  $\vec{v}_e$  и  $\vec{v}_i$ , следовательно, мы имеем два вида тока – ток электронов и ток ионов, плотности которых равны:

$$\begin{aligned} \vec{j}_e &= q_e n_e \vec{v}_e = \rho_e \vec{v}_e; \\ \vec{j}_i &= q_i n_i \vec{v}_i = \rho_i \vec{v}_i. \end{aligned} \quad (4)$$

В общем случае плотность тока в плазме с различными типами носителей заряда будет определяться как сумма плотностей тока по всем типам подвижных носителей:

$$\vec{j}_j = \sum_v q_j n_j \vec{v}_j, \quad (5)$$

где  $n_j$  – концентрация частиц  $J$ -го типа,

$q_j$  – заряд частицы  $J$ -го типа,

$\vec{v}_j$  – вектор средней скорости частиц  $J$ -го типа.

Если частица движется в евклидовом пространстве прямолинейно по координате  $x$  и импульсом  $\vec{p}$ , то функцию  $f(\vec{p}, x, t)$  распределения плотности вероятности по времени того, что она будет находиться в элементарном объеме своего фазового пространства, можно записать, используя теорему Лиувилля о неразрывности (непрерывности фазового потока) движущихся частиц в таком виде:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla_x f + \frac{q}{m} \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \nabla_p f = 0, \quad (6)$$

где  $m$  – масса частицы.

Однако эта формула не учитывает столкновений частиц плазмы, поэтому воспользуемся кинетической моделью плазмы, в основе которой положено уравнение Больцмана:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla_x f + \frac{q}{m} \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \nabla_v f = \int_{v'} [f(\vec{v}', x, t) \cdot F(\vec{v}', \vec{v}) - f(\vec{v}, x, t) \cdot F(\vec{v}, \vec{v}')] d^3 v', \quad (7)$$

где  $F(\vec{v}', \vec{v})$  – функция, которая задает вероятность рассеяния частицы из состояния со скоростью  $\vec{v}$  в состояние со скоростью  $\vec{v}'$ .

На практике плазма – открытая неравновесная система со сложной хаотичной структурой, в которой отсутствует термодинамическое равновесие при постоянном конструктивном объеме. Поэтому определить однозначно функцию столкновений для различных групп заряженных частиц на практике является не выполнимой задачей.

Оригинальным решением является подход, предложенный Власовым [3, 4], в котором решение ищется в виде функций распределения состояний частиц, которые обладают волновыми свойствами. По оценкам Власова частоты плазменных волн много больше частот парных столкновений частиц. Поэтому вместо описания взаимодействия заряженных частиц в плазме посредством столкновений, он предложил использовать самосогласованное поле, созданное заряженными частицами плазмы для описания дальнедействующего потенциала.

По сути, уравнения Власова – это уравнение Больцмана, в котором не учитываются столкновения частиц. Но существенное отличие системы уравнений Власова от уравнений движения заряженных частиц во внешнем магнитном поле состоит в том, что самосогласованное электромагнитное поле сложным образом зависит от функций распределения ионов и электронов. Такой подход называется приближением самосогласованного поля. При этом столкновения между заряженными частицами учитываются не явно, а лишь через создаваемое ими самосогласованное поле. Власов ввел вместо одной функции распределения – две: функцию распределения для ионов и функцию распределения для электронов [6, 7, 8].

Считаем, что флуктуации функций распределения относительно равновесного состояния невелики, и система уравнений может быть линеаризована. Линеаризация описывает динамику плазмы в самосогласованном магнитном поле. Причем для каждой из компонент плазмы (электроны и ионы) рассматриваем нерелятивистский предел:

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \vec{v}_e \cdot \nabla_x f_e + \frac{q_e}{m_e} \cdot (\vec{v}_e \times \vec{B}) \cdot \nabla_v f_e = 0; \quad (8)$$

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \vec{v}_i \cdot \nabla_x f_i + \frac{q_i}{m_i} \cdot (\vec{v}_i \times \vec{B}) \cdot \nabla_v f_i = 0; \quad (9)$$

$$\rho = q_i f_i n_i - q_e f_e n_e; \quad (10)$$

$$\vec{j} = q_i f_i n_i \vec{v}_i - q_e f_e n_e \vec{v}_e; \quad (11)$$

$$\nabla \times \vec{E} = 0; \quad (12)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0; \quad (13)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad (14)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (15)$$

где  $f_e(\vec{v}_e, x, t)$  – функция распределения плотности вероятности того, что электроны находятся в элементарном объеме своего фазового пространства;

$f_i(\vec{v}_i, x, t)$  – функция распределения плотности вероятности того, что ионы находятся в элементарном объеме своего фазового пространства,

$j$  – плотность тока в плазменной камере,

$\rho$  – объемная плотность всех зарядов в плазменной камере.

$\varepsilon_0 = 8,85419 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – электрическая постоянная,

$\mu_0 = 1,25664 \cdot 10^{-6}$  Гн/м – магнитная постоянная,

$q_e = 1,602\,176\,565(35) \cdot 10^{-19}$  Кл – заряд электрона,

$m_e$  – масса электрона,

$\frac{q_e}{m_e} = 1,759 \cdot 10^{11}$  Кл / кг – отношение заряда электрона к его массе,

$m_i$  – масса иона.

Скорости движения ионов  $\vec{v}_i$  и электронов  $\vec{v}_e$  различные, т.к. эти частицы обладают разной кинетической энергией в плазменном потоке.

Опишем назначение уравнений в построенной нами физико-математической модели плазмы как системы:

Уравнения (8) и (9) – это математические модели, определяющие функции распределения плотности вероятности для электронов и ионов по Власову.

Уравнение (10) – уравнение для плотности зарядов, определенное через функции плотности вероятностей нахождения частиц в пределах их фазовых пространств.

Уравнение (11) – уравнение для плотности тока, определенное через функции плотности вероятностей нахождения частиц в пределах их фазовых пространств.

Уравнения (12) и (13) – условия теоремы Гельмгольца для электромагнитного поля.

Уравнения (14) – закон Гаусса для плотности зарядов в дифференциальной форме.

Уравнения (15) – модифицированная запись закона Ампера-Максвелла в дифференциальной форме. Поясним получение формулы (15).

Как известно, закон Ампера-Максвелла в дифференциальном виде выглядит следующим образом:

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (16)$$

Согласно балансу энергий электрического и магнитного полей в электромагнитном поле имеем:

$$\vec{E} \frac{d\vec{D}}{dt} = \vec{H} \frac{d\vec{B}}{dt}. \quad (17)$$

Из определения индукций полей через их напряженности:

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \mu_0 \vec{H}, \\ \vec{D} &= \varepsilon_0 \vec{E}, \end{aligned} \quad (18)$$

получаем следующие зависимости:

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (19)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (20)$$

где  $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = 2,99792458 \cdot 10^8 \text{ м/с} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$  – скорость света в (21)

вакууме.

Согласно теореме разложения Гельмгольца уравнения (19) и (20) действительны только в одном случае, если все вектора в этих уравнениях коллинеарны. Это возможно тогда, когда магнитное поле рассматривается как плоские магнитные вихри, а вектор напряженности магнитного поля определен как векторное произведение двух перпендикулярных векторов, определяющих плоскость магнитного вихря.

Умножая все компоненты уравнения (16) на магнитную постоянную и используя уравнение (18), получим:

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \mu_0 \vec{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (22)$$

Подставив выражение (20) в (22), получили уравнение (15).

Система уравнений для моделирования плазмы полностью определена.

### *Конструкция плазменной камеры*

Наличие в пространстве топочной камеры внешнего магнитного поля обеспечивает дополнительное воздействие на движущиеся заряды, прежде всего на электроны. Причем электроны верхних орбиталей, приобретая дополнительную энергию от коронного разряда, формируемого СВЧ-плазмотронами, покидают атомы, образуя ионы плазмы. Такие ионы приобретают способность к образованию активных радикалов, инициирующих разветвлено-цепные реакции при горении, создавая благоприятные условия для быстрого и полного сгорания композитных биотопливных эмульсий и суспензий [9-15].

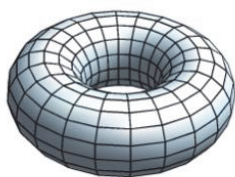


Рис. 1. Тор

Известно, что самое сильное магнитное поле создает тороидальная система проводника, по которой течет электрический ток (рис. 1).

Уравнение тора с расстоянием от центра образующей окружности до оси вращения  $R$  и с радиусом образующей окружности  $r$  в прямоугольной системе координат имеет следующий вид:

$$(x^2 + y^2 + z^2 + R^2 - r^2)^2 - 4R^2(x^2 + y^2) = 0 \quad (23)$$

Это уравнение содержит четвертую степень координат и, следовательно, тор является поверхностью четвертого порядка.

Площадь поверхности тора:

$$S = 4\pi^2 Rr. \quad (24)$$

Объем тела, ограничиваемого тором по формуле:

$$V = 2\pi^2 Rr^2. \quad (25)$$

При сечении тора бикасательной плоскостью получается кривая четвертого порядка, а кривая пересечения представляет собой объединение двух окружностей, называемых окружностями Вилларсо (рис. 2).

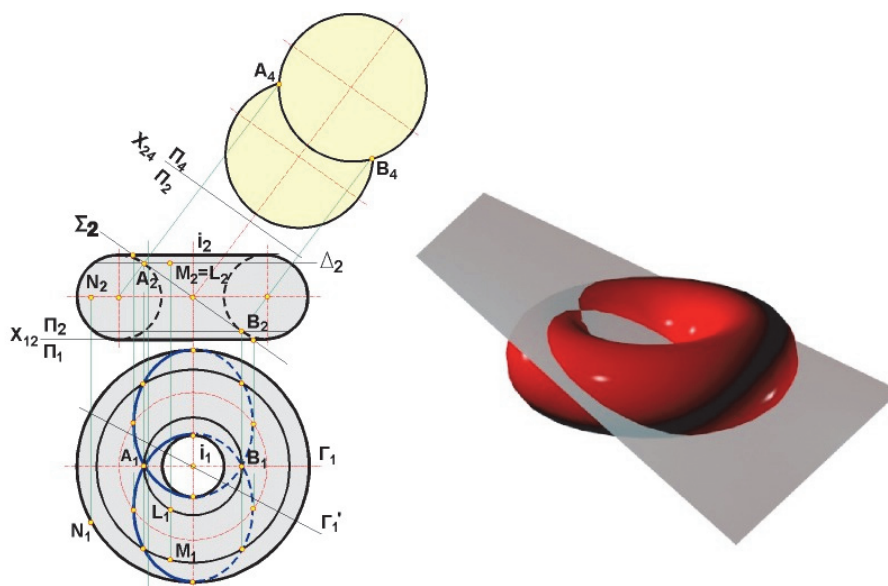
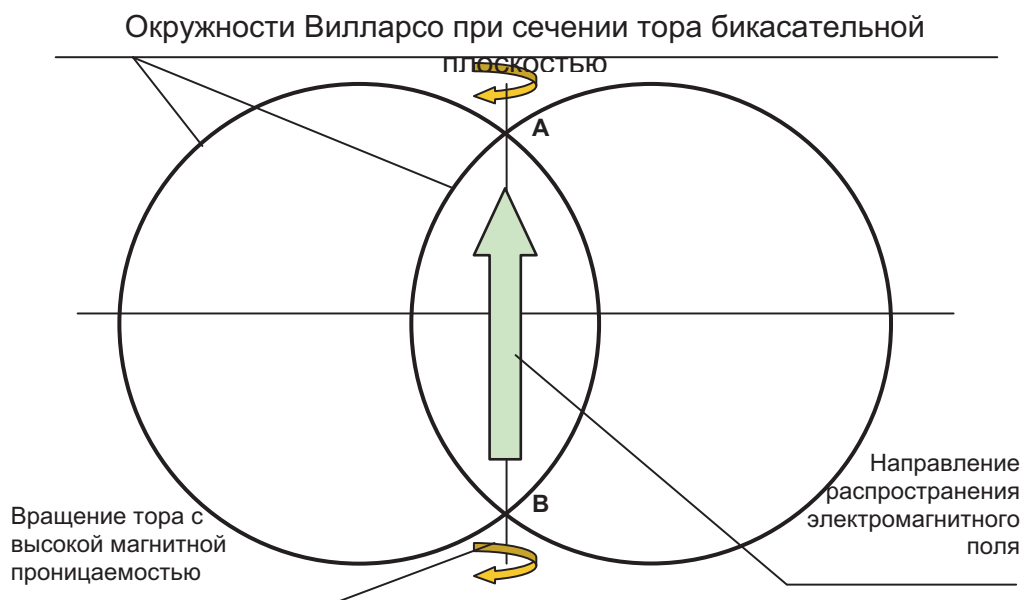


Рис. 2. Окружности Вилларсо

Параметрическое уравнение тора с расстоянием от центра образующей окружности до оси вращения  $R$  и с радиусом образующей окружности  $r$  может быть задано в виде:

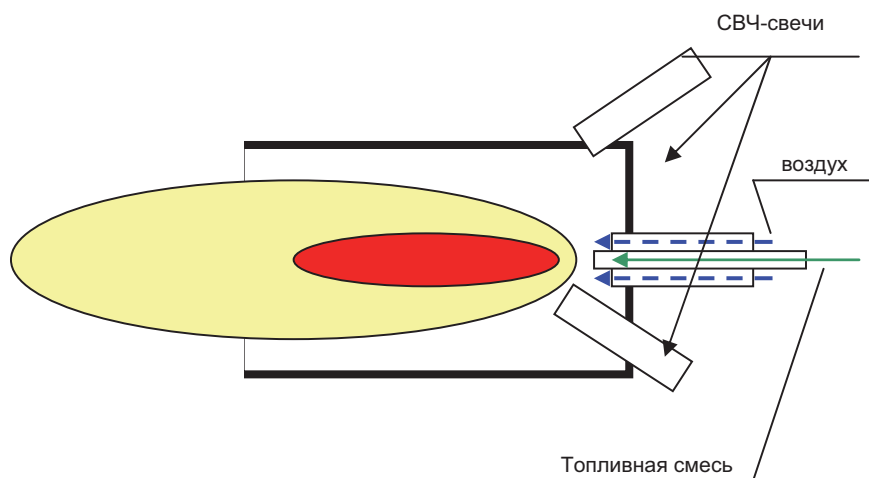
$$\begin{cases} x(\varphi, \psi) = (R + r \cos \varphi) \cos \psi \\ y(\varphi, \psi) = (R + r \cos \varphi) \sin \psi \\ z(\varphi, \psi) = r \sin \varphi \end{cases} \quad \varphi, \psi \in [0; 2\pi) \quad (26)$$

Проведенное выше исследование свойств тора позволило выяснить, что установить СВЧ-плазмотроны необходимо так, чтобы поджиг топливной смеси осуществлялся в плоскости окружностей Вилларсо для обеспечения максимальной скорости образования свободных радикалов. На рис. 3 показано, как необходимо использовать сечение тора для наложения (без искажений) СВЧ-волн в топочной камере.



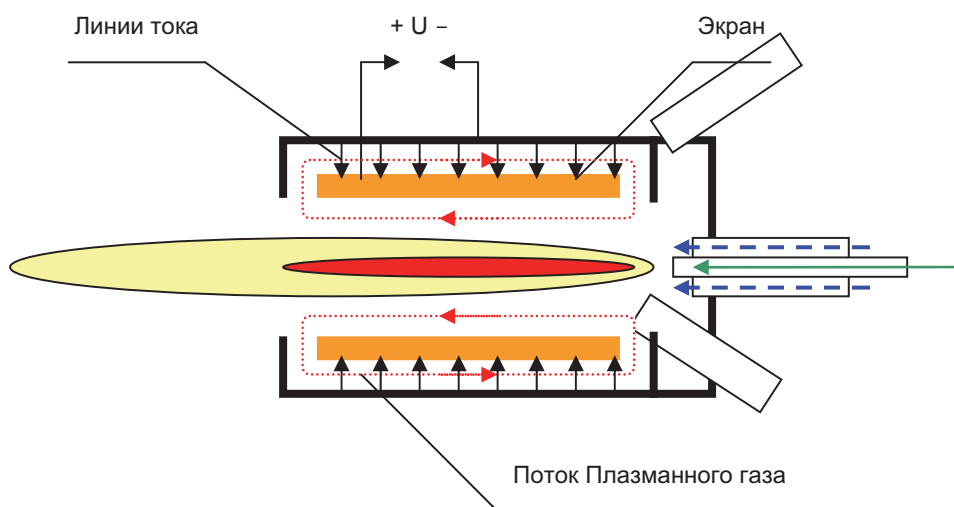
**Рис. 3. Принцип наложения длинноволновой составляющей на коротковолновое (СВЧ) электромагнитное излучение**

В разработанной конструкции топочной камеры предлагается применить СВЧ-плазмотроны (рис. 4), расположенные под наклоном 30 градусов к оси симметрии форсунки по плоскостям окружностей Вилларсо. Для подавления процесса амбиполярной диффузии заряженных частиц в топочной камере установлен внутренний экран (рис.5).



**Рис.4. Схема конструкции топочной камере**





**Рис. 5. Схема конструкции и горение в камере с внутренним экраном**

При работе СВЧ-плазмотронов на частоте 2,45 МГц имеем длину волны в 12,245 см, т.к.

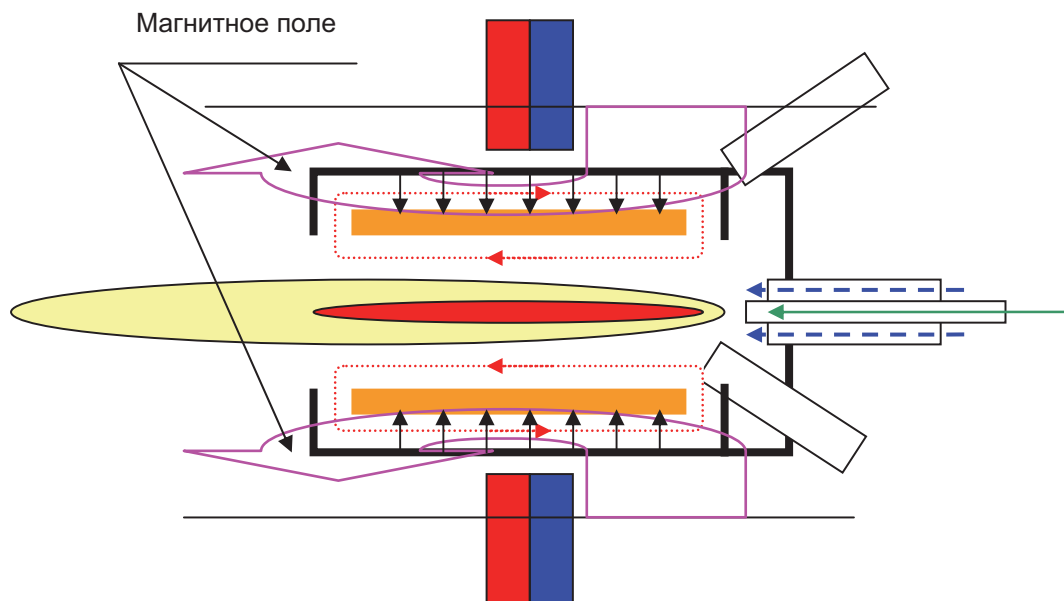
$$\lambda = \frac{c}{f}, \quad (27)$$

Отсюда можно определить параметры некоторых основных элементов конструкции:

1. Внутренний диаметр экрана должен быть больше 12,45 см.
2. Высота цилиндра, используемого в качестве экрана, должна быть более  $12,245 \times 1,5 = 18,37$  см.
3. Зазор между внутренней стенкой камеры сгорания и внешней стенкой цилиндра должен быть меньше 6,22 см.

На рис. 6 показана конструкция топочной камеры с применением внешнего магнитного поля.

Выполнение пунктов 1 и 2 обуславливает беспрепятственное распространение СВЧ-поля непосредственно в области воспламенения. Выполнение пункта 3 обеспечивает не распространение переменного СВЧ-поля в пространстве между внутренней стенкой топочной камеры и внешней стенкой экрана.



**Рис. 6. Схема конструкции и горение в камере с внутренним экраном в присутствии внешнего магнитного поля**

**Выводы.** На основании разработанной математической модели поведения частиц плазмы во внешнем электромагнитном поле рассчитаны конструктивные параметры топочной камеры с применением внешнего магнитного поля и геометрию оптимального расположения СВЧ-излучателей в топочной камере при сжигании композитных биотоплив.

#### Список литературы

1. Пат. №133433 Российская Федерация. Установка электромагнитной обработки водо-топливных смесей / Столбов Н.В., Прокудин Ю.А., Зиновьев А.В., Емельянец С.В., Щекочихин Ю.М., Кожевников Ю.А., Чирков В.Г., Чирков С.В., Чижиков А.Г., Росс М.Ю.; заявитель и патентообладатель ГНУ ВИЭСХ. – № 2013123103/05; заявл. 21.05.13; опубл. 20.10.13, Бюл. №14.
2. Кожевников Ю.А. Исследование воздействия электромагнитного СВЧ-поля и ультразвуковой кавитации на концентрацию сероорганических соединений в котельных топливах / Кожевников Ю.А. и др. // Тр. 8-ой Междунар. науч.-техн. конф. «Энергообеспечение и энергосбережение в сельском хозяйстве», 16-17 мая 2012 г., Москва. Ч.4. Возобновляемые источники энергии. Энергоресурсы. Экология. – М.: ГНУ ВИЭСХ, 2012. – С. 217–225.
3. Пат. №117579 Российская Федерация. Гибридная ультразвуковая горелка СВЧ-поджигом для низкокалорийных, жидких эмульсионных и суспензионных топлив / Кожевников Ю.А., Сербин В.В., Егоров Ю.М., Чирков В.Г., Сербина Е.В., Кожевникова Д.А., Росс М.Ю., Эфендиева Л.Г.; заявитель и патентообладатель ГНУ ВИЭСХ. – № 2011153581/06; заявл. 28.12.11; опубл. 27.06.12, Бюл. №18.
4. Мак-Таггарт Ф. Плазмохимические реакции в электрических разрядах / Ф. Мак-Таггарт. – М.: Атомиздат, 1972. – 256 с.
5. Большая Энциклопедия Нефти Газа [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.ngpedia.ru/id233751p3.html>

6. Власов А.А. Теория многих частиц / А.А. Власов. – М.: Гостехиздат, 1950.
7. Власов А.А. Статистические функции распределения / А.А. Власов. – М.: Наука, 1966.
8. Власов А.А. Нелокальная статистическая механика / А.А. Власов. – М.: Наука, 1978.
9. Блинов В.И. Диффузионное горение жидкостей / В.И. Блинов, Г.Н. Худяков. – М.: Изд-во АН СССР, 1961. – 210с.
10. Волков А.Н. Сжигание газов и жидкого топлива в котлах малой мощности / А.Н. Волков. – Л.: Недра, 1989. – 160 с.
11. Лавров Н.В. Введение в теорию горения и газификации топлива / Н.В. Лавров, А.П. Шурыгин. – М.: Изд-во АН СССР, 1962. – 216 с.
12. Основы практической теории горения / [Померанцев В.В., Арефьев К.М., Ахмедов Д.Б. и др.]. – Л.: Энергоатомиздат, Ленинградское отд., 1986. – 312 с.
13. Зарко В.Е. Тепловая теория зажигания / В.Е. Зарко // Тезисы докладов на Междунар. конф. «Неизотермические явления и процессы: От теории теплового взрыва к структурной макрокинетике», посвященной 80-летию академика А.Г. Мержанова – Черноголовка, ИСМАН, 2011. – С. 145.
14. Повышение экономичности сжигания топлива в паровых котлах изменением характеристик топливного факела в топке // [Кормилицын В.И., Лысков М.Г., Ромакин С.С. и др.] / Энергосбережение и водоподготовка. – 1997. – №1. – С. 46–52.
15. Решняк В.И. Исследование влияния дисперсно-фазовых характеристик ВТЭ на эффективность их сжигания / В.И. Решняк, В.А. Жигульский // Экология. Охрана окружающей среды, Безопасность жизнедеятельности: сб. науч. тр. к 25-летию кафедры ОВР и БЖ С.-Петербург. гос. ун-т вод. коммуникаций. – СПб.: СПГУВК, 2006. – С.221–226.

## **ВПЛИВ МАГНІТНОГО ПОЛЯ НА ПРОЦЕС ПЛАЗМОХІМІЧНОГО ГОРІННЯ РІДКИХ КОМПОЗИТНИХ БІОПАЛИВ**

*Д.С. Стребков, Ю.О. Кожевников, Ю.М. Єгоров, Ю.М. Щекочихін,  
В.Г. Ніколаєв*

*Анотація. Розглянуто питання оптимального розташування НВЧ-випромінювачів в котельній камері при спалювання композитних біопалив. Враховуються фізичні процеси взаємодії плазмового факела із зовнішнім магнітним полем. Пропонуються рішення з розробки конструкції плазмового пальника.*

*Ключові слова: магнітне поле, плазмохімічні реакції, геометрія тороїдального осердя, кола Вілларсо, конструкція пальника*

## EFFECT OF MAGNETIC FIELD ON THE PLASMA CHEMICAL PROCESS OF COMBUSTION OF LIQUID COMPOSITE BIOFUELS

*D. Strebkov, Y. Kozhevnikov, Y. Egorov, Y. Schekochikhin, V. Nikolaev*

*Annotation. In the article the question of the optimal location of plasma microwave emitters in the combustion chamber for burning composite biofuels is considered. The are physical processes of interaction of plasma particles with an external magnetic field. Taking into account based on the above solutions for designing the plasma torch are proposed*

*Key words: magnetic field, the plasma chemical reactions toroidal core geometry, Willarso circle, burner design, power generator*

УДК 621.383

## ВЛИЯНИЕ ВЕЛИЧИНЫ АТМОСФЕРНОЙ МАССЫ НА СПЕКТРАЛЬНУЮ ИНТЕНСИВНОСТЬ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*Б. А. Никитин, В. А. Майоров, кандидаты технических наук  
В. В. Харченко, доктор технический наук  
ФГБНУ «Всероссийский научно-исследовательский институт  
электрификации сельского хозяйства», г. Москва, Россия  
e-mail: [kharval@mail.ru](mailto:kharval@mail.ru)*

*Аннотация. Проведен анализ влияния величины атмосферной массы на пути солнечных лучей до приемной поверхности на спектральные характеристики солнечного излучения в условиях рассмотрения атмосферного слоя AM-1,5 в качестве светофильтра, обладающего соответствующими коэффициентами пропускания для соответствующих длин волны.*

*Ключевые слова: солнечная радиация, атмосферная масса, коэффициент пропускания, стандартное солнечное излучение, спектральный состав*

Аттестацию солнечных элементов и солнечных батарей согласно директивным указаниям Международной Энергетической Комиссии (МЭК) следует проводить в условиях их освещённости на уровне стандартного солнечного излучения AM-1,5 (1000 Вт/м<sup>2</sup>). Спектральный состав этого излучения изложен в работе [1].