

УДК 533.922

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА В СВЧ-РАЗРЯДЕ ИОННОГО ИСТОЧНИКА НА ИЗВЛЕКАЕМЫЙ ТОК

© 2022 г. Д. С. Степанов*, Э. Я. Школьников

*Национальный исследовательский ядерный университет
“Московский инженерно-физический институт”, Москва, Россия*

**E-mail: DSStepanov@mephi.ru*

Поступила в редакцию 07.10.2020 г.

После доработки 07.10.2020 г.

Принята к публикации 19.05.2021 г.

Рассмотрена модель СВЧ-разряда в режиме электронно-циклотронного резонанса, основанная на непосредственном решении кинетического уравнения Больцмана, без использования приближения максвелловской функции распределения электронов. Показана существенно иная зависимость динамики развития разряда от параметров электрического и магнитного полей, чем при функции распределения Максвелла, заключающаяся в резком переходе электронов плазмы в режим убегания при превышении определенного значения поля. Результатами моделирования объяснены экспериментальные зависимости плотности ионного тока, извлекаемого из СВЧ ионного источника с электронно-циклотронным резонансом, от распределения магнитного поля. Сформулирован более общий принцип выбора распределения магнитного поля для такого источника, обеспечивающий получение максимального ионного тока.

DOI: 10.31857/S0040364422020077

ВВЕДЕНИЕ

Источники ионов на базе СВЧ-разряда в режиме электронно-циклотронного резонанса активно исследуются на протяжении последних десятилетий [1–13]. Они находят себе применение в различных областях техники, включающих как серийные приборы, так и уникальные установки. Причинами такого интереса служат присущие этим источникам высокие значения извлекаемого ионного тока, относительная чистота от материалов вакуумной камеры, электродов и прочего, а также возможность получения высокозарядных и отрицательных ионов. В этой связи интерес представляют и теоретические работы по данной тематике, посвященные анализу процессов в СВЧ-плазме, описанию ее параметров и влиянию тех или иных узлов ионного источника на его работу. Моделирование динамики развития плазмы в газовом разряде, как правило, проводится с помощью кинетических схем, в которых учитывается определенное количество реакций, в зависимости от характерных параметров задачи. Например, в работах [14, 15] применяется кинетическая схема дугового разряда в водороде при высоком давлении (~100 Па) и небольшой температуре (менее 10 эВ). Работы [16–18] используют кинетическую схему для анализа пеннинговского разряда в водороде при низком давлении (~0.1 Па) и широком

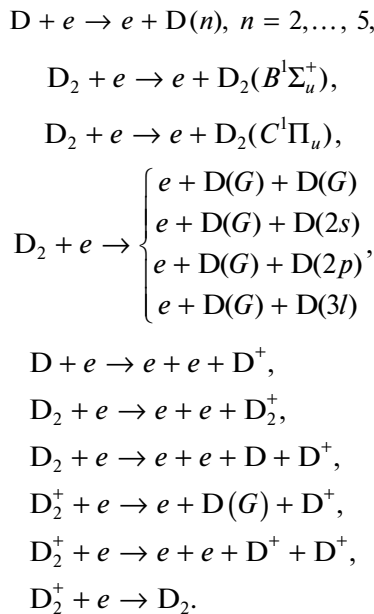
диапазоне температур (10–80 эВ). В работах [19–21] с помощью кинетической схемы проводится описание кинетики возбужденных молекулярных состояний СВЧ-разряда в режиме электронно-циклотронного резонанса в водороде при широком диапазоне давлений (1–10⁵ Па) и низких температурах (менее 10 эВ).

Ранее авторами в работе [22] проводилось моделирование развития СВЧ-разряда в режиме электронно-циклотронного резонанса в приближении максвелловской функции распределения (ФР) энергии электронов. Было показано, что для эффективного развития разряда необходим только слабый циклотронный резонанс с расстройкой частоты ~7%. При этом не были до конца объяснены причины наблюдаемого в экспериментах [1, 3, 8] условия извлечения максимального ионного тока при выполнении точного циклотронного резонанса на поверхности вакуумного окна резонатора.

В настоящей работе не используется приближение максвелловской ФР и рассматривается эволюция ФР при интегрировании кинетического уравнения Больцмана. Однако такую модель еще нельзя считать полноценной моделью СВЧ-разряда, так как в ней не учитывается ни пространственное распределение полей в реальном резонаторе, ни влияние самого резонатора. Подобную модель можно создать только на базе PIC-метода.

ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Физическая модель СВЧ-разряда в режиме электронно-циклотронного резонанса рассматривает образование плазмы после мгновенного включения электрического СВЧ-поля в среде рабочего газа. Развитие разряда описывается в терминах концентраций всех его компонент n_i , а также с помощью функции распределения электронов по энергии $f_e(E)$, вместе с величинами средних энергий разных сортов тяжелых частиц w_j . Инициацию разряда обеспечивают затравочные электроны с концентрацией $n_e = 10^5 \text{ см}^{-3}$, которые участвуют в упругих и неупругих процессах как между собой, так и с тяжелыми компонентами разряда. Среди неупругих реакций рассматриваются реакции возбуждения, диссоциации, ионизации и рекомбинации, сечения которых взяты из работ [23–26]:



Помимо этого, электроны взаимодействуют с электрическим СВЧ-полем амплитудой E_0 и частотой ω в присутствии внешнего магнитного поля B_0 . Высокочастотное электрическое поле принуждает электроны перемещаться вдоль его вектора. Это движение объединяет в себе осцилляции вокруг некоторой точки и перемещение этой точки с постоянной скоростью. Внешнее магнитное поле добавляет к этому вращение электрона с частотой ω_L , в результате чего траектория принимает спиралеподобный вид, а кинетическая энергия электрона совершает сложные колебания, амплитуда которых обратно пропорциональна разности частот ω и ω_L . Явление неограниченного роста этой амплитуды при совпадении указанных частот и в отсутствие диссипации в системе называется электронно-циклотронным резонансом. Благодаря взаимодействию электронов с тяжелыми частицами (с эффективной частотой ν) энергия электрон-

ных осцилляций переходит в энергию хаотического теплового движения, и упомянутая амплитуда ограничивается. Эффект электронно-циклотронного резонанса существенно повышает поглощение энергии плазмой, что можно охарактеризовать коэффициентом усиления $\gamma(\omega, \omega_L, \nu)$ [22], равным отношению рассеиваемых электронами мощностей при индукции магнитного поля, равной B_0 и нулю.

Составленная таким образом физическая модель СВЧ-разряда в режиме электронно-циклотронного резонанса выражается следующей системой уравнений, подробное описание которой, а также алгоритм численного решения приведены в [27]:

$$\begin{aligned}
 \frac{\delta f_e(t, E)}{\delta t} &= \frac{eE_0^2 \nu}{2m_e(\omega^2 + \nu^2)} \gamma(\omega, \omega_L, \nu) \frac{\delta f_e}{\delta E} + \\
 &+ \int [f_e(E'(E, E_t))f_e(E_t) - f_e(E)f_e(E_t)] \times \\
 &\quad \times \nu_{ee} \sigma_{ee}(E_{ee}) n_e dE_t + \\
 &+ \sum_{j=1}^4 [f_e(E'_{ej}(E, w_j)) - f_e(E)] \nu_{ej} \sigma_{ej}(E_{ej}) n_j + \\
 &+ \sum_{j=1}^K [f_e(E + E'_j) - f_e(E)] \nu_{ej} \sigma_{ej}(E_{ej}) n_j + \\
 &+ \sum_{j=1}^L [f_e(E'_{j1}(E)) + f_e(E'_{j2}(E)) - f_e(E)] \times \\
 &\quad \times \nu_{ej} \sigma_{ej}(E_{ej}) n_j, \\
 \frac{\delta n_e(t)}{\delta t} &= \sum_{j=1}^L \int f_e(E) \nu_{ej} \sigma_j(E_{ej}) n_j n_e dE, \\
 \frac{\delta w_i(t)}{\delta t} &= \int f_e(E) \nu_{ei} \sigma_j(E_{ei}) E_{ei} (m_e/M_i) n_e dE, \\
 \frac{\delta n_i(t)}{\delta t} &= \sum_{j=1}^{G_i} \int f_e(E) \nu_{ei} \sigma_j(E_{ei}) n_i n_e dE,
 \end{aligned}$$

где m_e – масса электрона, M_i – масса тяжелой частицы, $E'(E, E_t)$ – энергия упруго рассеянного электрона, E – энергия рассеиваемого электрона, ν_{ee} и ν_{ei} – скорости движения электронов относительно электронов и тяжелых частиц соответственно, E_{ee} и E_{ej} – отвечающие им энергии, σ_j – сечение взаимодействия, K – число неупругих реакций без появления новых электронов, E'_j – потеря энергии электроном при неупругой реакции, L – число неупругих реакций с изменением числа электронов, E'_{j1} и E'_{j2} – энергии первого и второго неупруго рассеянных электронов, G_i – число неупругих реакций с изменением части i -х тяжелых частиц ($i = 1, 2, 3, 4$).

Еще раз отметим то обстоятельство, что данная модель рассматривает СВЧ-разряд в режиме электронно-циклотронного резонанса в “чистом”

виде, не учитывая как влияние граничных условий той вакуумной камеры, в которой инициируется разряд, так и его взаимодействие с ней.

РЕЗУЛЬТАТЫ

СВЧ-разряд в режиме электронно-циклотронного резонанса рассматривался при типичной для использующего его ионного источника частоте $f = 2.45$ ГГц ($\omega = 15.4 \times 10^9$ с $^{-1}$). Напряженность электрического поля E_0 варьировалась в диапазоне от 0.5×10^4 до 10^5 В/м, коэффициент резонансного усиления γ – от 25 до 4000, чему соответствует изменение B_0 от 750 до 868 Гс (отметим, что точному резонансу здесь отвечает 875 Гс), начальная концентрация дейтерия составляла 10^{12} , 10^{13} , 10^{14} см $^{-3}$.

Характерная картина эволюции ФР электронов с течением времени представлена на рис. 1а для следующих параметров разряда: $E_0 = 10^4$ В/м, $\gamma = 100$, концентрация дейтерия 10^{13} см $^{-3}$. Отметим, что во всех приведенных ниже расчетах погрешность не превышала 3%.

Первоначально максвелловский вид ФР сохраняется в течение первой микросекунды разряда, после чего вследствие нагрева электронов СВЧ-полем он устремляется к виду δ -функции. Это следует из того обстоятельства, что максимальное значение самой ФР возрастает при ее перемещении в область высоких энергий, что может происходить только при сужении области определения ФР. Нагрев электронов носит достаточно линейный характер (~ 6 эВ/мкс) вплоть до момента, когда степень ионизации плазмы приближается к значению ~ 0.1 (30 мкс – см. рис. 1б). В этот момент интенсивность ионизации и других неупругих процессов достигает своего пика, что отражается в повышенных потерях энергии и замедлении нагрева электронов до ~ 2 эВ/мкс.

Электроны СВЧ-разряда замагничены и движутся преимущественно по спиральным траекториям и относительно редко рассеиваются при соударениях из-за высокой скорости нагрева и малой частоты соударений. Даже при практически полностью ионизованной плазме электроны испытывают одно эффективное столкновение за временной промежуток ~ 2 мкс, что позволяет оценивать время релаксации ФР как 6 мкс. За то же время ФР “нагреется” на 12 эВ, т.е. на две свои ширины. Отсюда следует, что максвеллизация ФР электронов в СВЧ-разряде при циклотронном резонансе возможна, но только после полной ионизации плазмы и при небольших значениях E_0 и γ .

В работе [28] показано, что при введении в подобную модель внешнего потока газа и потока нейтрализации заряженных частиц на стенках резонатора стационарный режим горения разряда может достигаться при концентрации атомарного

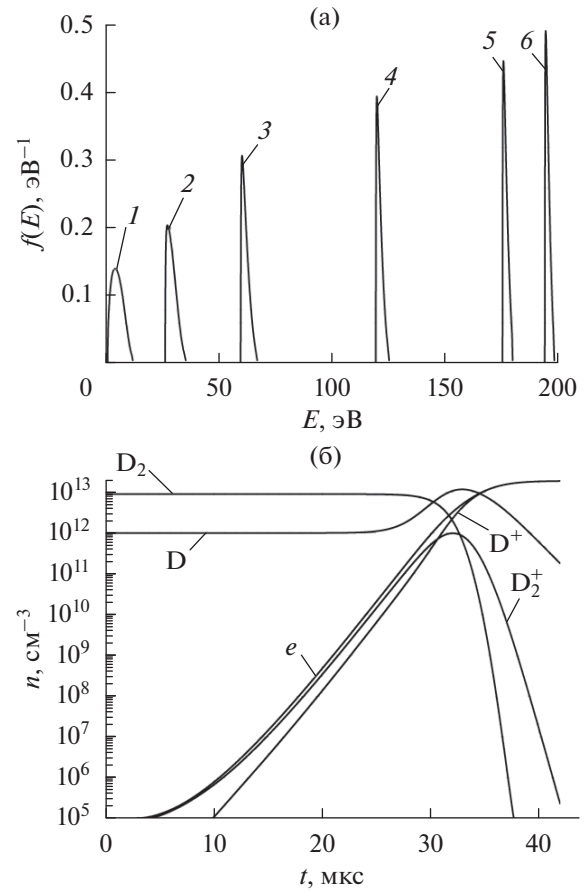


Рис. 1. Результаты расчетов: (а) – эволюция функции распределения электронов по энергии в течение времени: 1 – 1 мкс, 2 – 5, 3 – 10, 4 – 20, 5 – 30, 6 – 40; (б) – динамика концентраций компонент разряда.

дейтерия $\sim 10^{13}$ см $^{-3}$, а молекулярного дейтерия $\sim 10^{11}$ см $^{-3}$. В этой связи для всех последующих оценок будут использоваться параметры разряда при этих значениях концентраций. Отнесем к этим параметрам время достижения степени ионизации плазмы значения $0.9 - \tau_{0.9}$, так как эта величина позволяет оценивать эффективность разряда с точки зрения наработки ионов, и среднюю энергию электронов в тот же момент $\langle E_{0.9} \rangle$, что дает возможность оценить энергоэффективность рассматриваемого режима горения разряда. На рис. 2 представлена часть зависимостей указанных величин: при вариации E_0 значение $\gamma = 100$ (рис. 2а), при вариации γ значение $E_0 = 10^4$ В/м (рис. 2б).

Совместный вклад величин E_0 и γ в нагрев электронов характеризуется величиной $E_0^2 \gamma$ [22], а данные рис. 2 указывают на то, что схожие значения величины $\tau_{0.9}$ можно получать при заниженных значениях E_0 , компенсируя это магнитным полем, а значит, уменьшая необходимую

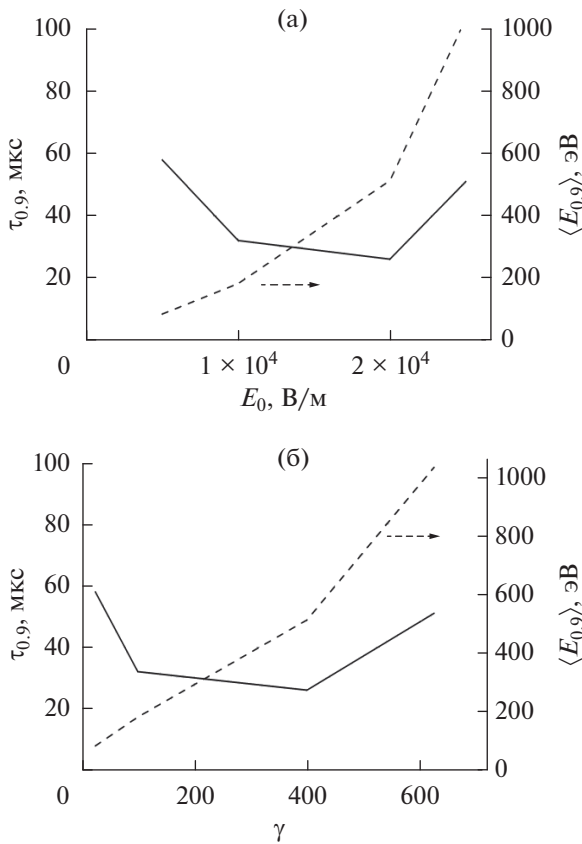


Рис. 2. Зависимость $\tau_{0,9}$ (сплошная линия) и $\langle E_{0,9} \rangle$ (штриховая линия) от напряженности электрического поля E_0 (а) и коэффициента резонансного усиления γ (б).

мощность СВЧ-источника. Минимум $\tau_{0,9}$ в зависимости от E_0 или от γ является оптимумом между режимами со слишком низким поглощением энергии электронами, когда их энергии недостаточно для эффективной ионизации, и со слишком высоким, при котором электронная компонента плазмы перегревается и скорость ионизации также падает. Это уже наблюдалось в ранней работе авторов по данной тематике [22], в которой использовалось максвелловское приближение ФР электронов. Однако здесь имеется одно существенное отличие. Описываемые максвелловской ФР электроны, даже будучи перегретыми, имеют низкоэнергетический “хвост”, который в свертке с сечением ионизации (или другого процесса) дает все еще существенное значение константы скорости реакции. В рассматриваемой здесь модели разряда такой “хвост” отсутствует в силу высокого темпа нагрева электронов и низкой эффективной частоты их соударения, в результате которых ФР электронов стремится к виду δ -функции. Повторяя простую оценку этих процессов для последних режимов горения разряда из рис. 2, получим минимальное

значение времени релаксации ФР ~ 80 мкс, а скорость нагрева ~ 30 эВ/мкс, что при ширине пика ФР в 4 эВ указывает на невозможность ее релаксации только посредством соударений. Таким образом, электроны СВЧ-разряда в присутствии циклотронного резонанса начинают “убегать”, что сводит процесс ионизации практически к нулю.

Дальнейшее увеличение поглощения энергии электронами, например посредством увеличения E_0 при постоянном $\gamma = 100$, только ускоряет наступление “убегания”. При $E_0 = 5 \times 10^4$ В/м электроны нагреваются до 1 кэВ уже на восьмой микросекунде разряда, когда концентрация электронов составляет только 2.1×10^7 см $^{-3}$. Полной ионизации газа здесь уже не происходит из-за монотонно уменьшающегося сечения ионизации, в результате чего концентрация электронов асимптотически стремится к значению 2×10^{10} см $^{-3}$, что наступает после 80-й микросекунды. Последующее увеличение E_0 до 10^5 В/м влечет за собой нагрев электронов до 1 кэВ ко второй микросекунде разряда, а новое асимптотическое значение их концентрации составляет только 2.1×10^6 см $^{-3}$ и достигается к 20-й микросекунде. Таким образом, в СВЧ-разряде в присутствии электронно-циклотронного резонанса с самого начала может проявляться эффект “убегания” электронов, что не только снижает эффективность ионизации, но и делает невозможным полную ионизацию всего рабочего газа.

Дополняя уже упомянутое выше сравнение результатов данной работы с [22], отметим следующие количественные различия. Здесь, при концентрации дейтерия 10^{13} см $^{-3}$ и коэффициенте резонансного усиления 100, минимальное значение $\tau_{0,9}$ составляло 30 мкс и достигалось при $E_0 = 2 \times 10^4$ В/м. В работе [22], использующей приближение максвелловской ФР электронов, при таких же параметрах разряда минимальное $\tau_{0,9}$ составляло те же 30 мкс, но при $E_0 = 4 \times 10^4$ В/м. При этом увеличение E_0 до значений 5×10^4 и 10^5 В/м приводило к возрастанию $\tau_{0,9}$ до значений 35 и 45 мкс соответственно, т.е. действовал тот самый низкоэнергетический “хвост” ФР и скорость ионизации медленно уменьшалась. Отсюда видно, что при оптимальных с точки зрения ионизации параметрах электрического и магнитного полей вид ФР электронов в СВЧ-разряде несущественен и приводит к такой же динамике развития разряда, хотя и при несколько отличающихся значениях поля. Напротив, увеличение энергопоглощения электронами при рассмотрении эволюции ФР приводит к “убеганию” электронов и резкому падению скорости ионизации.

Рассмотрим полученные результаты на примере реальной экспериментальной установки, описанной в [8]. В этой статье рассматривается

СВЧ-источник ионов в режиме электронно-циклотронного резонанса на базе цилиндрического резонатора с габаритами $90 \times 100 \text{ мм}^2$ и магнитной системой из постоянных магнитов. При исследовании влияния распределения магнитного поля рассматривались пять вариантов. В двух из них точно выполнялось условие электронно-циклотронного резонанса (875 Гс) только на вакуумном окне, они различались на $\sim 10\%$ внутри резонатора. Еще два аналогичных варианта достигали 875 Гс на расстоянии около 5 мм от этого окна внутри резонатора. Последний вариант выполнял условие резонанса только за вакуумным окном, т.е. вне резонатора. Максимальная плотность ионного тока достигалась при первых двух конфигурациях магнитной системы, небольшое уменьшение — при последнем из них и самое существенное $\sim 30\%$ — при оставшихся двух распределениях. Используя данные эксперимента и распределение напряженности электрического поля в резонаторе при амплитуде 10^5 В/м , что приблизительно соответствует нагруженному плазмой резонатору при входной мощности $\sim 400 \text{ Вт}$, можно получить распределение величины $E_0^2\gamma$ для всех рассмотренных в эксперименте вариантах и сравнить его с результатами модели. Из представленных на рис. 2 зависимостей можно заключить, что процесс ионизации интенсивно протекает в диапазоне значений $E_0^2\gamma$ от 10^9 до $10^{11} \text{ В}^2/\text{м}^2$ (оптимально — в окрестности $4 \times 10^{10} \text{ В}^2/\text{м}^2$), а при других значениях его скорость резко уменьшается. На рис. 3 представлены указанные распределения и соответствующие им экспериментальные значения плотности извлекаемого тока (в мА/см^2). Отметим также, что, хотя в работе [8] рассматривалось распределение магнитного поля только вблизи вакуумного окна, в силу симметрии резонатора можно ожидать такого же распределения магнитного поля и вблизи извлекающего окна, область которого является наиболее эффективно используемой частью источника.

Максимальная плотность тока 25 мА/см^2 достигается в правой части полученного рабочего диапазона $E_0^2\gamma$ и находится близко к оптимальному значению $4 \times 10^{10} \text{ В}^2/\text{м}^2$, причем это верно для всей длины резонатора. Следующее значение плотности тока 23 мА/см^2 соответствует качественно иному виду распределения $E_0^2\gamma$, в котором крайняя область находится в левой части рабочего диапазона и далека от оптимума. Таким образом, эффективность ионизации значительно падает примерно на 10% длины резонатора. Плотности тока $17\text{--}18 \text{ мА/см}^2$ соответствует третья качественная картина распределения $E_0^2\gamma$. В этом случае резонанс точно выполняется внутри резонатора, в результате чего приблизительно на 25% его длины

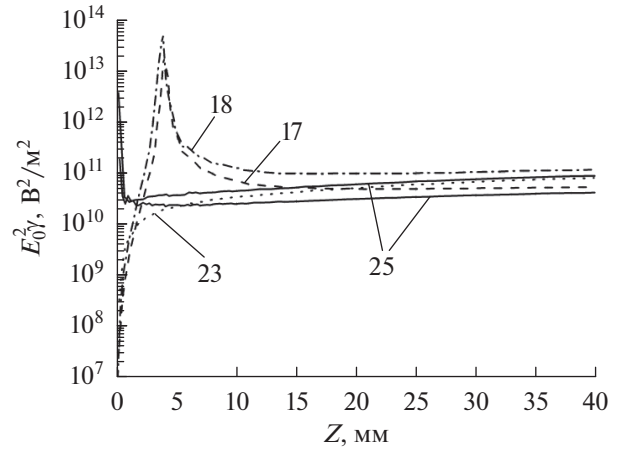


Рис. 3. Распределение величины $E_0^2\gamma$ для ионного источника из [8].

величина $E_0^2\gamma$ выходит за пределы рабочего диапазона, а значит, имеют место “убегающие” электроны, что и приводит к настолько существенно-му спаду величины извлекаемого тока.

В работах [1, 3, 8] обозначено условие получения максимального ионного тока из СВЧ-источника, заключающееся в выполнении условия электронно-циклотронного резонанса на границе вакуумного окна, которое на основе вышеизложенного объясняется следующим образом. Вблизи вакуумного окна амплитуда напряженности электрического поля E_0 близка к нулю, что компенсирует чрезмерно высокое значение коэффициента резонансного усиления γ . Дальнейшее увеличение E_0 , пропорциональное синусу, согласуется со спадом γ , обоснованным градиентом магнитного поля, который имеет место при использовании постоянных магнитов (или катушек индуктивности) характерных для ионных источников силы и размера. В результате изменение $E_0^2\gamma$ на всей длине резонатора оказывается не слишком существенным (в пределах двух–трех раз) и источник эффективно генерирует ионы. Смещение точки выполнения циклотронного резонанса внутрь резонатора влечет появление “убегающих” электронов в некоторой ее окрестности и прекращение ионизации. Наоборот, вынос этой точки за границы объема ионного источника означает только уменьшение нагрева электронов вблизи стенок резонатора из-за малости E_0 и приводит к небольшой потере в токе ионов.

Отсюда можно получить более общее в сравнении с [8] условие для распределения магнитного поля в резонаторе СВЧ-источника ионов, которое можно представить следующим образом. Для получения максимальной эффективности ионизации в СВЧ-источнике ионов при электронно-

циклотронном резонансе необходимо обеспечить выполнение условия электронно-циклотронного резонанса на всех коллинеарных вектору напряженности электрического поля поверхностях резонатора.

Различные начальные концентрации рабочего газа слабо влияют на скорость нагрева электронов в рассматриваемом диапазоне величины B_0 , так как вдали от точного резонанса интенсивность поглощения энергии электронами преимущественно определяется величиной расстройки частот ω и ω_L [22]. В этой связи зависимости величин $\tau_{0,9}$ и $\langle E_{0,9} \rangle$ от E_0 или γ для оставшихся значений концентрации рабочего газа n , равных 10^{12} и 10^{14} см $^{-3}$, имеют такой же характер, как и на рис. 2. Отличия наблюдаются только в масштабе величины $\tau_{0,9}$, которая изменяется сообразно n . Так, при концентрации дейтерия 10^{12} см $^{-3}$ минимальное значение $\tau_{0,9}$ составляет 327 мкс, а при 10^{14} см $^{-3}$ – 3 мкс. Отсюда следует, что полученный ранее оптимальный диапазон величины $E_0^2 \gamma$ от 10^9 до 10^{11} В 2 /м 2 един в широком интервале давлений рабочей среды. Отметим, что этот механизм не исчерпывает собой поведение СВЧ-разряда при изменении давления, а описывает только одну его составляющую. По данным работы [8], спад извлекаемого ионного тока наблюдался при превышении рабочей концентрацией дейтерия значения 5×10^{13} см $^{-3}$, что должно быть сопряжено с отражением СВЧ-волны плотной плазмой.

Еще одним моментом, имеющим место при развитии СВЧ-разряда в реальной вакуумной камере, является взаимодействие плазмы с ее поверхностью. В рамках рассматриваемой здесь модели нет возможности учесть или оценить эти процессы, но необходимо указать на их влияние на ФР электронов. Вторичная ионно-электронная и электронно-электронная эмиссии являются источником низкоэнергетических электронов. Большая их часть появляется на поверхностях, вблизи которых напряженность электрического поля близка к нулю, вследствие чего их нагрев не будет интенсивным, и они могут давать относительно высокий вклад в ионизацию. Однако эти области находятся на некотором удалении от выходного отверстия источника ионов и их доля в общем ионном токе не так велика, как у центральных областей. Эти низкоэнергетические электроны также ответственны за то, что полученная в рассматриваемой модели ФР электронов плазмы, стремящаяся к виду δ -функции, не может непосредственно наблюдаться в экспериментах, в которых обычно разделяют два сорта электронов: горячие и холодные, как, например, в [29], где упоминается бимаксвелловская ФР.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Моделирование СВЧ-разряда в режиме электронно-циклотронного резонанса показало, что при достаточных для ионизации рабочего газа значениях электрического и магнитного полей ФР электронов плазмы стремится к виду δ -функции. Подтверждено сделанное ранее [22] утверждение о том, что для оптимальной скорости ионизации величина расстройки СВЧ и циклотронной частоты должна составлять порядка 7%. Найден оптимальный для ионизации интервал значений характеризующей электрическое и магнитное поля величины $E_0^2 \gamma$ от 10^9 до 10^{11} В 2 /м 2 (с максимумом при 4×10^{10} В 2 /м 2) в широком диапазоне начальных давлений. При превышении указанных значений $E_0^2 \gamma$ электроны быстро переходят в режим “убегания” и скорость ионизации скачкообразно падает. Проведенное моделирование позволило объяснить полученную в экспериментальной работе [8] зависимость плотности тока, извлекаемой из СВЧ-источника ионов в режиме электронно-циклотронного резонанса, от распределения магнитного поля внутри источника, а также сформулировать более общее условие на это распределение для получения максимального ионного тока.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 19-32-90033.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lagniel J.M., Beauvais P.Y., Bogard D. et al.* Status and New Developments of the High Intensity Electron Cyclotron Resonance Source Light Ion Continuous Wave, and Pulsed Mode (invited) // *Rev. Sci. Instrum.* 2000. V. 71. № 2. P. 830.
2. *Doueset G., Khodja H., Girand A., Briand J.P.* Highly Charged Ion Densities and Ion Confinement Properties in an Electron-Cyclotron-Resonance Ion Source // *Phys. Rev. E.* 2000. V. 61. № 3. P. 3015.
3. *Zhizhong Song, Shixiang Peng, Jinxiang Yu et al.* Minipermanent Magnet High-Current Microwave Ion Source // *Rev. Sci. Instrum.* 2006. V. 77. 03A305.
4. *Kwan J.W., Gough R., Keller R. et al.* A 2.45 GHz High Current Ion Source for Neutron Production // *High Energy Phys. Nuclear Phys.* 2007. V. 31. № 1. P. 232.
5. *Peng S.X., Xu R., Zhao J. et al.* The Influence of Magnetic Field Configuration on an Electron Cyclotron Resonance Ion Source // *Rev. Sci. Instrum.* 2008. V. 79. 02A310.
6. *Tuske O., Adroit G., Delferriere O. et al.* BETSI, a New Test Bench for Ion Sources Optimization at CEA SACLAY // *Rev. Sci. Instrum.* 2008. V. 79. 02B710.
7. *Svarnas P., Annaratone B.M., Sechu S. et al.* Study of Hydrogen Plasma in the Negative-ion Extraction Region // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2009. V. 18. 045010.
8. *Waldmann O.* Development of a Permanent-Magnet Microwave Ion Source for a Sealed-Tube Neutron Generator // *PAC 11. Particle Accelerator Conf. Paper LBNL-4641E.* 2011.

9. *Gobin R., Chauvin N., Delferriere O. et al.* Light Ion ECR Sources State of the Art for LINACS // Proc. LINAC. Tel-Aviv, 2012. P. 1055.
10. *Голубев С.В., Изотов И.В., Разин С.В. и др.* Компактный источник нейтронов для бор-нейтронозахватной терапии // Изв. вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59. № 8–9. С. 760.
11. *Yu-Guo Liu, Jian-Lin Ke, Guang-Yi Zhao et al.* Effect of Magnetic Field Distribution on ECR Ion Source Discharge // Nucl. Sci. Tech. 2018. V. 29. P. 126.
12. *Yaoxiang Jiang, Shixiang Peng, Wenbin Wu et al.* A Miniaturized ECR Plasma Flood Gun for Wafer Charge Neutralization // Rev. Sci. Instrum. 2020. V. 91. 033319.
13. *Wu W.B., Peng S.X., Ma T.H.* A 2.45 GHz Microwave Ion Source for Carbon Positive-Ion Mass Spectrometry // JINST. 2020. V. 15. P. 03028.
14. *Matveyev A.A., Silakov V.P.* Kinetic Processes in a Highly-ionized Non-equilibrium Plasma // Plasma Sources Sci. Technol. 1995. V. 4. P. 606.
15. *Silakov V.P., Matveyev A.A., Chebotarev A.V., Otorbaev D.K.* Non-equilibrium Properties of a Flowing Hydrogen Cascaded Arc Plasma: Kinetic Modeling // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. P. 2111.
16. *Сторожев Д.А.* Численное моделирование кинетики ионизации и диссоциации водорода в плазме разряда Пеннинга в приближении ЛТР // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2014. Т. 15. Вып. 3.
17. *Storozhev D.A., Kuratov S.E.* Numerical Simulation of the Kinetics of Dissociation and Ionization of Molecular Hydrogen in the Penning Discharge Plasma with the Use of the Reduced Kinetic Model // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 815. № 1. 012002.
18. *Storozhev D.A., Surzhikov S.T., Kuratov S.E.* Numerical Simulation of Dissociation Kinetics in the Penning Discharge Plasma Using 2D Modified Drift-Diffusion Model // AIAA 2017-1966. 2017.
19. *Шахатов В.А., Лебедев Ю.А., Lacoste A., Vechu S.* Кинетика возбуждения электронных состояний молекул водорода в неравновесных разрядах. Основное электронное состояние // ТВТ. 2015. Т. 53. № 4. С. 601.
20. *Шахатов В.А., Лебедев Ю.А., Lacoste A., Vechu S.* Кинетика электронных состояний молекул водорода в неравновесных разрядах. Синглетные состояния // ТВТ. 2016. Т. 54. № 1. С. 120.
21. *Шахатов В.А., Лебедев Ю.А., Lacoste A., Vechu S.* Кинетика заселения триплетных состояний молекулы водорода в ЭЦР-разряде // Успехи прикл. физики. 2017. Т. 5. № 3. С. 249.
22. *Степанов Д.С., Чеботарев А.В., Школьников Э.Я.* Кинетика дейтериевой газоразрядной плазмы в резонаторе нейтронного генератора в режиме электронно-циклотронного резонанса // ТВТ. 2018. Т. 56. № 6. С. 865.
23. *Celiberto R., Janev R.K., Laricchiuta A. et al.* Cross Section Data for Electron-Impact Inelastic Processes of vibrationally Excited Molecules of Hydrogen and its Isotopes // At. Data Nucl. Data Tables. 2001. V. 77. P. 161.
24. *Abdellahi El., Ghazaly M.O., Jureta J., Urbain X., Defrance P.* Total Cross Sections and Kinetic Energy Release for the Electron Impact Dissociation of H_2^+ and D_2^+ // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2004. V. 37. P. 2467.
25. *Peart B., Dolder K.T.* Measurements of Cross Sections for the Dissociative Recombination of D_2^+ Ions // J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 1973. V. 6. P. 359.
26. *Jung-Sik Yoon, Young-Woo Kim, Deuk-Chul Kwon et al.* Electron-impact Cross Sections for Deuterated Hydrogen and Deuterium Molecules // Rep. Prog. Phys. 2010. V. 73. 116401.
27. *Степанов Д.С., Школьников Э.Я.* Разработка кинетической модели плазмы СВЧ-разряда в режиме электронно-циклотронного резонанса с учетом временной эволюции функции распределения электронов // ТВТ. 2021. Т. 59. № 1. С. 12.
28. *Степанов Д.С., Чеботарев А.В., Школьников Э.Я.* Анализ режимов работы СВЧ-источника ионов в режиме электронно-циклотронного резонанса для портативного нейтронного генератора // ТВТ. 2019. Т. 57. № 3. С. 316.
29. *Шахатов В.А., Лебедев Ю.А., Lacoste A., Vechu S.* Эмиссионная спектроскопия дипольного источника плазмы в водороде при низких давлениях // ТВТ. 2016. Т. 54. № 4. С. 491.