

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 533.9.072

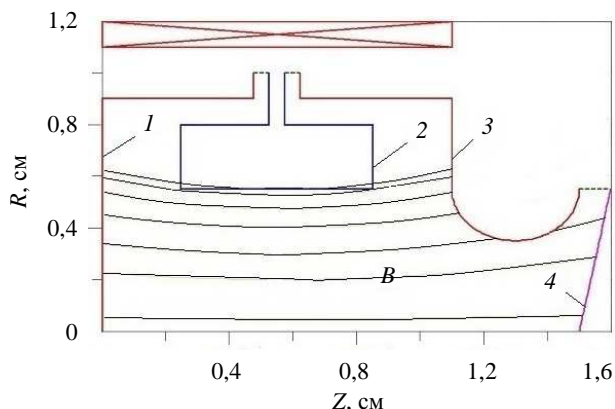
ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННОГО ЭМИТТЕРА ИМПУЛЬСНОГО ИСТОЧНИКА ЛЕГКИХ ИОНОВ ПЕННИНГА НА ИЗВЛЕКАЕМЫЙ ТОК

Степанов Д.С., Скрипник А.П., Школьников Э.Я. (НИЯУ МИФИ, Москва)

e-mail: dsstepanov@mephi.ru

Настоящее научно-техническое сообщение представляет собой первую часть исследования, посвященного описанию зависимости параметров импульса ионного тока, извлекаемого из источника Пеннинга, от его внутреннего устройства. Эта зависимость позволит определить условия для реализации разных режимов генерации нейтронов $\sim 1,5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ с сохранением требуемой для нейтронного каротажа длительности заднего и переднего фронта (~ 1 мкс) [1, 2]. Наиболее действенным способом удовлетворения указанным условиям отвечает введение в состав ионного источника для газонаполненных нейтронных трубок термоэмиссионного катода. Электронный эмиттер позволит увеличить концентрацию инжектируемых электронов с 10^5 до 10^9 см^{-3} , что, в свою очередь, дает возможность сократить длительность фронта нейтронного импульса с ~ 20 до ~ 1 мкс и ниже.

Описание модели. Численная модель ионного источника Пеннинга построена с помощью кода KARAT и показана на рис. 1 [3]. Ее геометрия и параметры, за исключением наличия электронного эмиттера, соответствуют используемым нейтронным трубкам для каротажа [1, 2, 4, 5]. Внутренняя поверхность источника, в том числе катод и антикатод



Р и с. 1. Модель импульсного источника ионов Пеннинга: 1 — катод; 2 — анод; 3 — антикатод; 4 — эквивалентный извлекающий электрод

находятся под нулевым потенциалом. На анод подается импульс напряжения амплитудой 2,5 кВ и фронтом 0,5 мкс. Эквивалентный извлекающий электрод с потенциалом $-2,5$ кВ создает внутри ионного источника такое же распределение электрического поля, как и полноценная ионно-оптическая система. Поле внутри источника создается полым цилиндрическим магнитом, расположенным вокруг внешней поверхности камеры ионного источника. Электроны инжектируются с части катода, что соответствует пучку кольцевой формы. Их ток определяется из условия равенства нулю нормального компонента электрического поля на поверхности эмиттера. Максимальный ток можно ограничить некоторым амплитудным значением, что будет отвечать работе термокатада в режиме насыщения. Начальная энергия электронов составляет 0,1 эВ, что соответствует температуре поверхности эмиттера около 10^3 градусов.

Объем ионного источника заполнен молекулярным дейтерием при давлении 0,13 мПа. Дейтерий взаимодействует с электронным потоком в результате элементарных реакций: ионизации, диссоциации, возбуждения, рекомбинации и упругих соударений. Ключевой в этом ряду является ионизация молекулярного дейтерия, что следует из экспериментов, где более 90% извлекаемого из такого источника тока приходится на молекулярные ионы [6, 7]. В этой связи можно ограничиться учетом только этой реакции. Оценки скоростей протекания остальных кинетических процессов, основанные на данных об их сечениях [8—10], показывают, что за указанный промежуток времени продукты остальных реакций составят малую долю молекулярного компонента разряда.

Для анализа физических процессов в источнике Пеннинга с помощью численного моделирования необходимо корректно определить шаг пространственной дискретизации, который позволит учесть плазменные электромагнитные поля. Размер пространственной ячейки должен быть меньше радиуса Дебая или глубины скин-слоя, выбор между которыми зависит от состояния разряда. Дебаевский радиус

возможен только для равновесной плазмы, в то время как глубина скин-слоя характерна для изменяющегося разряда. В рассматриваемой задаче начальная концентрация заряженных частиц достигает $\sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$, их энергия $\sim 500 \text{ эВ}$, отмечаются непрерывное рождение и гибель ионов и электронов, частота соударений частиц между собой крайне мала. Поскольку интерес представляет собой только начальный этап развития разряда, время моделирования можно ограничить 5 мкс. Это указывает на то, что определяющим плазменным параметром для данной задачи будет глубина скин-слоя:

$$\delta = c/\omega_e = \sqrt{\epsilon_0 m_e c^2 / ne^2} = 5,31 \cdot 10^5 / \sqrt{n}, \quad (1)$$

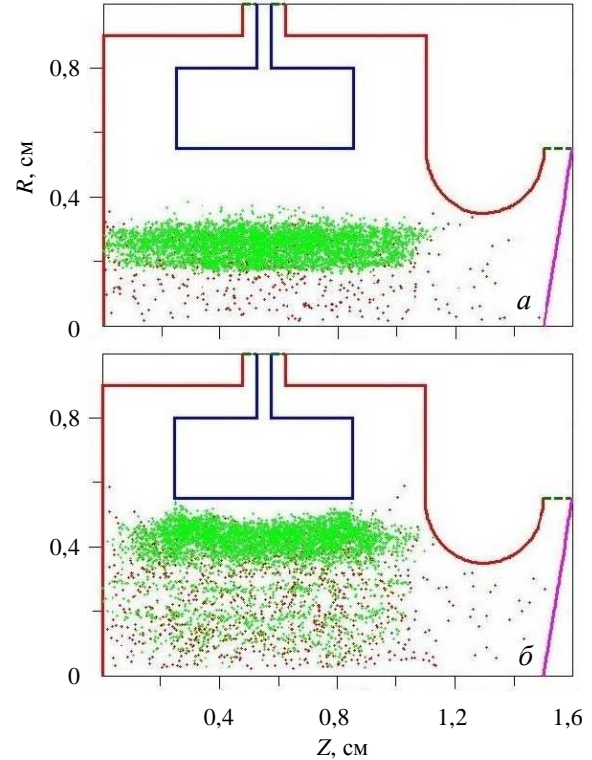
где c — скорость света в вакууме, м/с; ω_e — ленгмюровская частота электронов, рад/с; n — их концентрация, см^{-3} ; m_e — масса электрона, кг; e — заряд электрона, Кл. Глубина скин-слоя в данной задаче превышает 1 см, что позволяет использовать расчетную сетку, содержащую 101×131 ячейку.

Построенная модель ионного источника газонаполненной нейтронной трубки дает возможность исследовать его конфигурацию, сократить не только фронт импульса ионного тока при сохранении его амплитуды на необходимом уровне, но и управлять параметрами импульса. Это позволит реализовывать разные режимы генерации нейтронов.

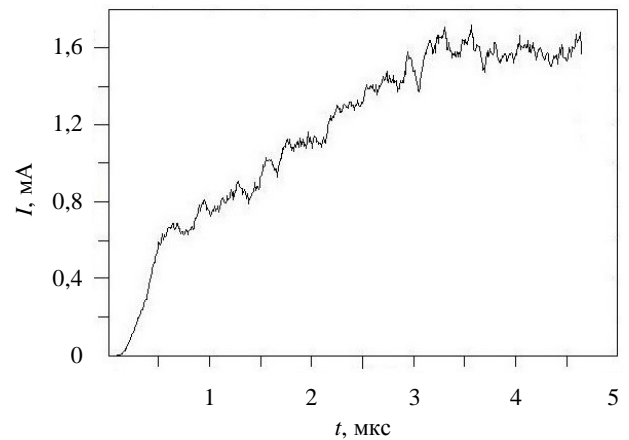
Влияние электронного тока на параметры импульса извлекаемого тока ионов. Исследуемый эмиттер первоначально имеет форму кольца, так как создаваемая им трубчатая конфигурация электронного потока при прочих равных условиях обладает большим предельным током. Рассмотрим влияние инжектируемого в ионный источник электронного тока амплитудой 10 мА.

На рис. 2 видно, что концентрация электронов превалирует там, где наблюдается недостаток ионов. Также наблюдается радиальный дрейф электронного облака поперек магнитного поля по направлению к положительно заряженному аноду. При этом эмиссия электронов не может компенсировать уменьшение их концентрации на радиусе эмиттера.

На зависимости извлекаемого ионного тока от времени, показанной на рис. 3, можно выделить три характерных участка: первый из них длится от времени пуска источника до окончания фронта анодного импульса, где происходит наиболее быстрый рост тока ($t = 0,5 \text{ мкс}$), второй начинается после завершения фронта и заканчивается достижением ионным током максимального значения, где наблюдается продолжительное медленное возрастание тока, третий отсчитывается от времени, соответствующего максимальному ионному току, и до окончания моделирования ($t = 5 \text{ мкс}$), при котором наступает стационарное состояние и ток фактически не изменяется.



Р и с. 2. Распределение электронов ($\cdot\cdot\cdot$) и ионов (—) в объеме источника ионов через 0,5 (а) и 5 мкс (б) после начала моделирования для электронного тока с амплитудой 10 мА



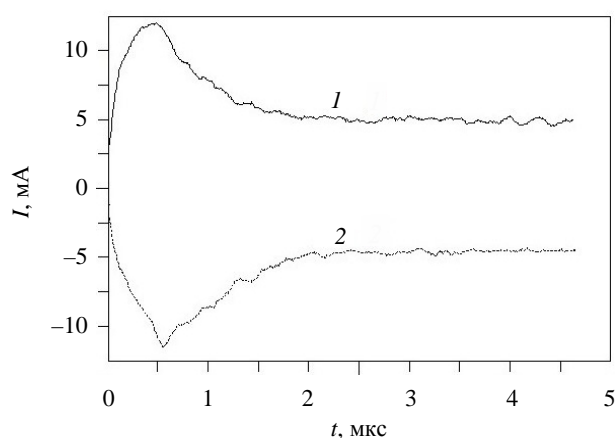
Р и с. 3. Зависимость извлекаемого ионного тока от времени при амплитуде электронного тока 10 мА

Естественным будет в качестве меры первичной скорости нарастания извлекаемого тока взять его значение $I_{0,5}$ при переходе между первым и вторым участком, скорость повышения тока оценить по времени достижения максимального значения τ_m . Так, при амплитуде электронного тока 1, 10, 50 мА импульс ионного тока имеет следующие параметры: при 1 мА $I_{0,5} = 0,2 \text{ мА}$, $\tau_m = 4 \text{ мкс}$, при 10 мА — $I_{0,5} = 0,6 \text{ мА}$, $\tau_m = 3,5 \text{ мкс}$ и при 50 мА — $I_{0,5} = 0,8 \text{ мА}$ и $\tau_m = 3 \text{ мкс}$. Максимальный извлекаемый ток I_m составляет 1,7 мА и, как показывает расчет, не зависит от амплитудного электронного тока, определяется

геометрией ионного источника и достигаемой в нем предельной концентрацией плазмы, из которой в данной конфигурации извлекается только 30% нарабатываемого ионного тока. На антикатод попадает 20% этого тока, остальные 50% оседают на поверхности катода. Это позволяет повысить извлекаемый ионный ток, например, за счет изменения распределения потенциала внутри источника.

Нелинейная зависимость величин $I_{0,5}$ и τ_m от амплитуды электронного тока является следствием ограничения тока пространственным зарядом. Носителями этого заряда являются не столько эмитированные электроны, сколько вторичные электроны, являющиеся продуктом ионизации. По этой причине, а также по причине движения замагниченных электронов через виртуальный анод максимальный электронный ток не является постоянным.

При увеличении амплитуды эмитируемого тока инжектируется электронный поток большей плотности, который осуществляет более интенсивную ионизацию. В результате при большем токе быстрее достигается концентрация электронов, которой соответствует нулевая напряженность электрического поля вблизи эмиссионной поверхности. Этому времени соответствует установление постоянного тока, показанного на рис. 4. Тем не менее обнуление поля вблизи эмиттера не означает его обнуления во всем объеме электронного потока, что происходит спустя некоторое время и предшествует установлению стационарного режима извлечения ионного тока после времени τ_m . В таком режиме эмитируемые электроны обладают столь малой энергией, что далее не участвуют в ионизации. Достаточной энергией обладают только те электроны, которые располагаются вблизи анода, где и происходит ионизация (см. рис. 2). Таким образом достигается равновесное состояние разряда, определяемое равенством скорости рождения и скорости гибели заряженных частиц на поверхностях



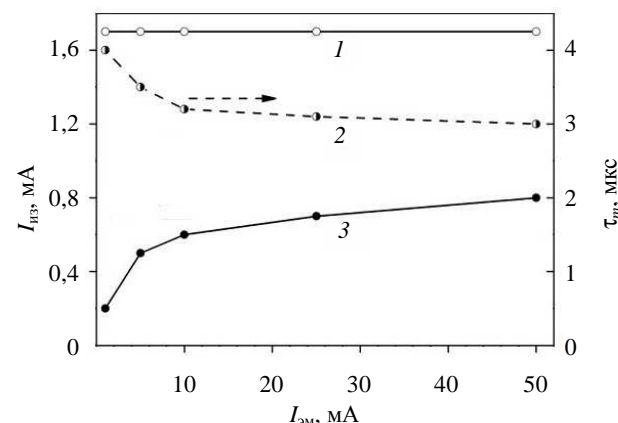
Р и с. 4. Зависимость эмитированного с катода (1) и поглощенного электронного тока (2) от времени при амплитуде электронного тока 10 мА

электродов. При этом зависимость величин $I_{0,5}$ и τ_m от амплитуды электронного тока носит нелинейный характер.

Появление излома на кривой извлекаемого ионного тока $I_{0,5}$ (см. рис. 3) происходит в том случае, если в момент прекращения роста анодного напряжения электронная концентрация достаточно близка к максимальной. Это означает, что убыль потенциала вследствие накопления отрицательного заряда примерно равна скорости роста анодного напряжения. Таким образом, прекращение роста напряжения приводит к началу резкого спада потенциала в области, занимаемой потоком электронов, что влечет за собой уменьшение тока и энергии электронов, следовательно, и скорости ионизации.

На рис. 5 видно, что ток во время перехода между периодами быстрого и медленного роста имеет тенденцию к насыщению, причем соответствующая этому асимптота должна находиться на уровне 0,9—1 мА, зависимость времени достижения максимального тока имеет вид затухающей экспоненты с асимптотой около 2,8 мкс. Таким образом, изменение тока электронного эмиттера может приводить к регулировке параметров импульса извлекаемого ионного тока. Однако уменьшение длительности его фронта имеет ограниченные возможности, максимальный извлекаемый ток не зависит от электронного тока.

Влияние формы электронного эмиттера на параметры импульса извлекаемого тока ионов. При определении влияния эмиттера электронов на извлекаемый ионный ток необходимо рассматривать не только электронный ток, но и расположение и форму эмиттера. С этой целью рассмотрим две конфигурации эмиттера с амплитудой тока 10 мА, которые отличаются положением области эмиссии, но площадь соответствует первоначальному кольцу. Первый вариант представляет собой наиболее уда-



Р и с. 5. Зависимость максимального извлекаемого ионного тока (1), времени достижения ионным током своего максимального значения (2) и извлекаемого ионного тока при переходе между периодом быстрого и медленного роста (3) от амплитуды тока инжекции

ленный от анода термокатод, располагающийся в пределах радиуса 2,2 мм и создающий сплошной цилиндрический пучок. Второй вариант представлен большим кольцом, располагающимся в пределах изменения радиуса от 3 до 3,7 мм.

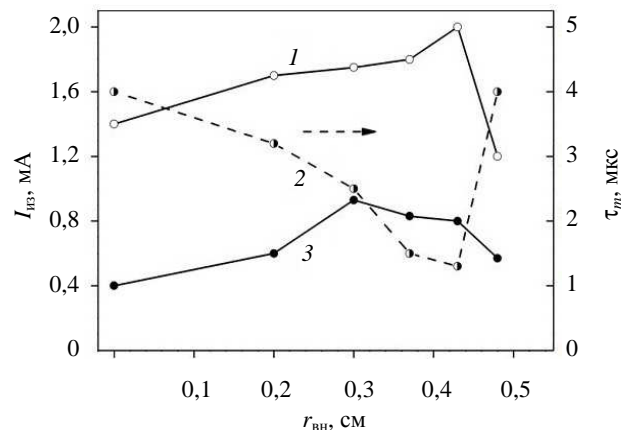
При сплошном эмиттере точка излома ионного тока снижается до $I_{0,5} = 0,4$ мА. Максимальный извлекаемый ионный ток I_m также уменьшается и составляет 1,4 мА, время достижения током своего максимального значения τ_m возрастает до 4 мкс. Противоположным образом ведет себя ионный ток при кольцевом эмиттере. Его параметр $I_{0,5}$ составляет 0,9 мА, что не только на 25% больше, чем в первичной конфигурации, но и на 12% больше рассмотренного ранее варианта с амплитудой электронного тока 50 мА. Максимальный извлекаемый ионный ток I_m здесь равняется тем же 1,7 мА.

Различие между скоростью нарастания ионного тока для сплошного и кольцевого эмиттеров объясняется разными условиями электронной эмиссии. Так, сплошной и удаленный от анода эмиттер обладает меньшим максимальным эмитируемым током 5 мА, чем приближенный к аноду кольцевой эмиттер 10 мА. Тем не менее близкое к аноду эмитирующее кольцо также превосходит по этому параметру и вариант с амплитудой 50 мА, при котором инжектируется примерно в 2 раза больше электронов. Данный факт указывает на то, что простой инжекции большего числа электронов недостаточно для увеличения тока ионов. Помимо потока ионизирующих частиц, на скорость ионизации газа может влиять сечение ионизации. Определяющее энергию электронов распределение электрического поля в значительной мере зависит от концентрации заряда. Так, в его отсутствие характерный потенциал в центре источника составляет 1,3 кВ, при эмиссии 10 мА электронного тока он снижается до ~400 В, при 50 мА — до ~100 В. Для эффективной ионизации молекулярного дейтерия необходимы электроны, энергия которых превышает 100 эВ. Их доля на окончании фронта анодного импульса для первичного эмиттера с 50 мА составляет 45%, для прианодного с 10 мА — 62%, при том что общее число электронов в объеме разряда к этому времени почти одинаково. Таким образом, сближение кольцевого эмиттера с анодом приводит не только к возрастанию электронного тока, но и к увеличению доли электронов с необходимой для эффективной ионизации энергией. Однако следует иметь в виду, что одновременно возрастают потери электронов на аноде и антикатоде. Это влечет за собой более раннее достижение стационарного состояния разряда, что впоследствии может привести к его затуханию.

Уменьшение максимального ионного тока в конфигурации ионного источника со сплошным

эмиттером связано с тем, что во всех представленных вариантах генерируемый ионный ток поровну делится между катодом и антикатодом с извлекающим отверстием. Однако в случае кольцевого эмиттера соотношение токов между областью с извлекающим отверстием и поверхностью антикатада составляло 3 к 2, в случае сплошного — 2 к 3. Причина заключается в том, что при сплошном эмиттере плазма разряда однородно заполняет соответствующий объем источника, электрическое поле сохраняет свое значение только вблизи анода и внутри извлекающего отверстия, в результате чего распределение ионного тока между ним и антикатодом определяется тепловым движением ионов. Использование кольцевого эмиттера в сочетании с продольным магнитным полем создает устойчивую трубчатую конфигурацию электронного потока, центральная часть которого остается относительно свободной от электронов. Вместе с этим ионы гораздо слабее подвержены влиянию магнитного поля и свободно распространяются по всему объему. В результате этих процессов приосевая часть анодной области приобретает положительное смещение (до 400 В), которое сообщает ионам дополнительный импульс в продольном направлении, прежде чем они войдут в вытягивающее отверстие. Вследствие этого уменьшается доля ионов, попадающих на антикатод, извлекаемый ток возрастает.

На рис. 6 показана зависимость параметров импульса извлекаемого ионного тока от внутреннего радиуса кольцевого эмиттера $r_{вн}$ неизменной площади. Уменьшение извлекаемого ионного тока при переходе между периодами быстрого и медленного роста с превышением внутреннего радиуса $r_{вн} = 0,3$ см связано с увеличивающимися потерями электронов на аноде и антикатоде. Общее нарастание максимального извлекаемого ионного тока является следствием перераспределения ионного тока между антикатодом и извлекающим отверстием. Резкий спад максималь-



Р и с. 6. То же, что на рис. 5, от внутреннего радиуса кольцевого эмиттера $r_{вн}$

ного ионного тока и увеличение времени его достижения при наибольшем рассмотренном радиусе эмиттера обусловлены возрастающими потерями электронов, которые достигли критических для развития разряда значений.

В целом зависимости $I_{0,5}$, I_m и τ_m от внутреннего радиуса эмиттера $r_{\text{вн}}$ максимальные, но отвечающие им радиусы совпадают только для предельного тока I_m и времени его нарастания τ_m . Максимум извлекаемого ионного тока при переходе между периодами быстрого и медленного роста $I_{0,5}$ достигается при меньшем радиусе.

Заключение. Максимальный извлекаемый из ионного источника Пеннинга с электронным эмиттером ток слабо зависит от параметров эмиттера. Напротив, зависимость времени нарастания ионного тока от тока электронов описывается затухающей экспонентой — асимптотическое значение лежит на уровне 4 мкс и достигается при электронном токе 25 мА. Существенное значение имеет форма источника электронов. Кольцевой эмиттер обладает большим предельным током электронов, что позволяет инжектировать в объем ионного источника больше электронов при большей энергии. Одновременно с этим такой эмиттер располагается ближе к аноду, что увеличивает потери электронов. Таким образом, есть оптимальные размеры кольцевого эмиттера, которые в сравнении со сплошным цилиндрическим эмиттером той же площади и эмиссионной способности обеспечивают увеличение скорости нарастания ионного тока более чем в 3 раза (1,3 мкс против 4 мкс) и амплитудного значения в 1,5 раза (2,1 мА против 1,4 мА).

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ по соглашению № 05.605.21.0182 (RFMEFI60519X0182).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Битулев А.А., Курдюмов И.Г., Чуринов С.В. и др. Новые разработки нейтронных генераторов во ВНИИА для исследования нефтегазовых и рудных месторождений. — В сб.: Портативные генераторы нейтронов и технологии на их основе. М., 2013, с. 68—71.
2. Юрков Д.И., Боголюбов Е.П. и др. Перспективные направления разработки нейтронных генераторов нового поколения. — Там же, с. 179—190.
3. Тараканов В.П. User's Manual for Code KARAT. BRA Inc. Va. USA, 1992.
4. Мамедов Н.В., Щитов Н.Н., Каньшин И.А. Исследование зависимостей эксплуатационных характеристик источника ионов Пеннинга от его геометрических параметров. — Физико-хим. кинетика в газовой динамике, 2015, т. 16, № 4, с. 238—247.
5. Мамедов Н.В., Щитов Н.Н., Каньшин И.А. Экспериментальный стенд для исследования ионных источников Пеннинга. — Приборы и техника эксперимента, 2016, № 6, с. 101—109.
6. Сыромуков С.В. Влияние атомно-молекулярного и изотопного состава пучка ионов на выход нейтронов из набивных мишеней запаянных трубок. — Атомная энергия, 2015, т. 118, вып. 6, с. 329—334.
7. Гришняев Е.С. Генератор быстрых нейтронов для калибровки детекторов слабо взаимодействующих частиц. Дис. на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 2016.
8. Celiberto R., Janev R., Laricchiuta A. e.a. 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.
9. El Ghazaly M., 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—2483.
10. Peart B., Dolder K. Measurements of cross sections for the dissociative recombination of D_2^+ ions. — Ibid., 1973, v. 6, p. 359.

Поступило в Редакцию 17.02.20

Р е ф е р а т ы

УДК 621.039.003

Веселов Ф.В., Хоршев А.А. **Оптимальные масштабы развития ядерной энергетики в ЕЭС России в период до 2050 г.** — Атомная энергия, 2020, т. 128, вып. 5, с. 243—249.

В статье рассмотрено развитие АЭС в ЕЭС России в период до 2050 г. в меняющихся условиях межтопливной конкуренции с тепловой и возобновляемой энергетикой. Выделены основные внешние факторы неопределенности, влияющие на конкурентоспособность АЭС, и оценены их диапазоны. Оценены технологические факторы повышения конкурентоспособности АЭС за счет улучшения их технико-экономических показателей. Представлен сводный анализ расчетов, выполненных на оптимизационной модели развития электроэнергетики, определена роль АЭС в технологической перестройке ЕЭС России. Исследован вклад ядерной энергетики в повышение энергетической безопас-

ности и экологичности электроэнергетики, сдерживание роста эмиссии парниковых газов. Табл. 3, список лит. 12 назв.

UDC 621.039.003

Veselov F.V., Khorshev A.A. (The Energy Research Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow). **The Optimal Development Scale of Nuclear Power Generation in the Unified Power System of Russia up to 2050.** — Atomic Energy, 2020, v. 128, № 5, p. 243—249.

The article discusses the development of nuclear power plants in the Unified Power System of Russia in the period until 2050 in the changing conditions of inter-fuel competition with thermal and renewable energy. The main external factors of uncertainty affecting the competitiveness of nuclear power plants are identified, and their ranges are estimated. Technological factors of increasing the competitiveness of nuclear power