

УДК 621.384

Определение энергетических характеристик корпускулярной эмиссии из ионных источников газонаполненных нейтронных трубок

В.Г. Марков, Д.Е. Прохорович, А.Г. Садилкин, Н.Н. Щитов

Определены функции распределения по направленным энергиям ионов, эмитируемых из пеннинговских источников газонаполненных нейтронных трубок. Использован метод задерживающего поля, которое создают конструкционные элементы нейтронной трубки. Данный подход позволяет проводить измерения при использовании радиоактивных газов в качестве рабочих без нанесения вреда окружающей среде.

PACS: 52.50.Dg, 52.70.Nc, 52.80.Sm

Ключевые слова: ионный источник, газонаполненная нейтронная трубка, метод задерживающего потенциала, функция распределения, вольтамперная характеристика.

Введение

Запаянная газонаполненная нейтронная трубка [1–3] является основной частью нейтронного генератора [4–6]. Она содержит следующие узлы: источник ионов; герметичную высоковольтную оболочку; генератор изотопов водорода; систему ионной оптики; нейтрон-образующую мишень; систему подавления вторичных электронов с мишени.

Для поддержания стабильности нейтронного потока необходимо обеспечивать постоянство тока трубки путем вариации отдельных регулируемых параметров, например, давления рабочего газа в ней. Регулирование давления осуществляется изменением тока в нагревательном элементе геттерного генератора изотопов водорода.

В силу конечности времени нагревания геттерного материала до температуры начала десорбции изотопов водорода наблюдается запаздывание времени регулирования тока

трубки и разрядного тока в источнике ионов, что может оказать существенное влияние на энергетическое распределение частиц в пучке. Значительный разброс энергий ионов может, в свою очередь, стать причиной заметной хроматической абберации в ионно-оптической системе трубки. В конце концов, это приведет к тому, что профиль поперечного сечения пучка на поверхности мишени перестанет удовлетворять оптимальным требованиям режима работы нейтронной трубки.

Кроме того, важнейшей характеристикой ионного источника и связанной с ним системой формирования ионного пучка является эмиттанс ϵ , который, в частности, определяется температурой ионной компоненты плазмы $\epsilon \sim \sqrt{T_i}$ [7, 8]. Оценка ионной температуры в разрядах пеннинговского типа дает величину 0,3–1 эВ [7, 8], которая определяется максвелловским распределением ионов по энергиям. Однако наличие в таких разрядах осесимметричного магнитного поля приводит к анизотропии функции распределения ионов по скоростям (и, соответственно, по энергиям). Поэтому имеет смысл говорить об осевой W_{\parallel} и поперечной W_{\perp} компонентах энергий ионов и о соответствующих им эффективных температурах T_{\parallel} и T_{\perp} , которые могут в 10^3 раз превосходить энергию, характеризующую разброс их поперечных скоростей [9, 10]. В силу указанного обстоятельства появляется возможность, наблюдая за движением ионов, эмитируемых

Марков Виктор Григорьевич, ведущий инженер.

Прохорович Дмитрий Евгеньевич, старший научный сотрудник.

Садилкин Александр Геннадьевич, аспирант.

Щитов Николай Николаевич, зам. начальника НИО. Всероссийский НИИ институт автоматики им. Н.Л. Духова.

Россия, 127055, Москва, ул. Суцневская, 22.

Тел.: 8 (499) 400-19-48. E-mail: vnii4@vnii.ru

Статья поступила в редакцию 25 ноября 2012 г.

© Марков В.Г., Прохорович Д.Е., Садилкин А.Г., Щитов Н.Н.. 2013

из источника, регистрировать поперечное возмущение, которое ионы испытывают при движении вдоль плазменной струи [11].

В связи с вышеизложенным возникает потребность в разработке инструмента контроля эмиссионной стабильности работы ионного источника в составе действующей нейтронной трубки на этапах тренировки и контроля качества (перед установкой трубки в блок нейтронного генератора). Под эмиссионной стабильностью работы ионного источника следует понимать неизменность средней энергии и разброса по энергиям эмитируемых частиц при изменении рабочего давления в трубке. Более того, сведения об энергетическом распределении заряженных частиц в пучке необходимы для расчета эмиттанса ионного пучка и для моделирования его движения от источника к мишени, а также для расчета и проектирования системы ионной оптики трубки.

Целью настоящей работы является адаптация метода задерживающего потенциала для получения информации о характеристиках корпускулярной эмиссии из ионного источника, входящего в состав газонаполненной нейтронной трубки.

Постановка эксперимента

Суть метода задерживающего потенциала заключается в следующем. Пусть с помощью системы электродов создано однородное тормозящее электрическое поле, в котором движутся анализируемые частицы (в данном случае, ионы). При запирающем потенциале $U > 0$ одного из электродов (назовем его зондирующим), тогда как другой электрод заземлен, величина тока I на зондирующий электрод определяется ионами, энергия W которых превышает величину eU (ионы предполагаются однозарядными, поскольку плазмообразующим элементом в ионном источнике нейтронных трубок являются изотопы водорода). Для оценки вероятности dP того, что скорости ионов частиц заключены в интервале $(v, v + dv)$, можно записать:

$$dP = f(v)dv = \frac{dn_v}{n}, \quad (1)$$

где $f(v)$ – плотность вероятности, dn_v – концентрация ионов в потоке, скорости которых заключены в интервале $(v, v + dv)$, n –

концентрация ионов в потоке. Поэтому для элементарного тока dI ионов, достигающих зондирующего электрода, скорости которых заключены в указанном интервале, можно записать:

$$dI = e \cdot S \cdot v \cdot dn_v = e \cdot S \cdot n \cdot v \cdot f(v) \cdot dv, \quad (2)$$

где e – элементарный электрический заряд (заряд электрона), S – площадь токособирающей поверхности зондирующего электрода, v – скорость движения ионов в потоке. Тогда для тока I ионов при величине задерживающего потенциала U на коллекторе можно записать:

$$I = e \cdot S \cdot \int_{\sqrt{\frac{2eU}{m}}}^{\infty} n \cdot v \cdot f(v) \cdot dv, \quad (3)$$

где m – масса иона, достигающего поверхности зондирующего электрода.

Расширение пределов интегрирования по скорости до бесконечности фактически не изменяет значений вычисляемых величин, поскольку подынтегральные функции отличны от нуля только в конечном диапазоне изменения скоростей, определяемом нулями функции распределения.

Дифференцирование выражения (3) с переменным нижним пределом интегрирования по параметру U , согласно [12], дает следующее выражение:

$$\frac{dI}{dU} = e \cdot S \cdot \left\{ \int_{\sqrt{\frac{2eU}{m}}}^{\infty} \frac{\partial}{\partial U} [n \cdot v \cdot f(v)] \cdot dv - n \cdot \sqrt{\frac{2eU}{m}} \cdot f(v) \cdot \frac{d}{dU} \left[\sqrt{\frac{2eU}{m}} \right] \right\}. \quad (4)$$

Первое слагаемое в правой части выражения (4) равно нулю по следующим обстоятельствам. Концентрация n и скорости v частиц определяются процессами плазмообразования в ионном источнике и, разумеется, не могут зависеть от величины задерживающего потенциала U , равно как и искомая функция распределения $f(v)$.

После преобразований выражения (4) получаем:

$$f(v) = \frac{m}{e^2 S n} \cdot \frac{dI}{dU}. \quad (5)$$

Таким образом, дифференцирование экспериментально полученной зависимости тока вольтамперной характеристики (ВАХ) зондирующего электрода по напряжению позволяет восстановить функцию распределения ионов по скоростям (разумеется, в зависимости от массы m частиц).

Восстановить функцию распределения частиц по энергиям $F(W)$ можно следующим образом. Для оценки вероятности того, что скорости частиц находятся в интервале $(v, v + dv)$ или, соответственно, их энергии лежат в диапазоне $(W, W + dW)$ можно записать следующее соотношение

$$dP = f(v)dv = F(W)dW, \quad (6)$$

поскольку диапазон скоростей ионов однозначно определяет диапазон их энергий в соответствие с выражением:

$$W = \frac{mv^2}{2}. \quad (7)$$

В свою очередь, имеем:

$$dW = d\left(\frac{mv^2}{2}\right) = m \cdot v \cdot dv. \quad (8)$$

Решая совместно уравнения (6) и (8), находим:

$$F(W) = f(v) \frac{dv}{dW} = \frac{f(v)}{mv}. \quad (9)$$

Восстановление функции распределения частиц по энергиям (в отличие от функции распределения по скоростям) инвариантно относительно их массы.

Следует отметить, что метод задерживающего потенциала в описанной выше геометрии позволяет восстановить распределения ионов по проекции скорости (соответствующей составляющей энергии), параллельной тормозящему полю.

Эксперимент

Экспериментальная часть выполнена на газонаполненных ускорительных трубках, являющихся составной частью нейтронных генераторов, разрабатываемых и выпускаемых ФГУП ВНИИА им. Н.Л. Духова [13].

Электрическая схема питания ионного источника и схема получения ВАХ зондирующего электрода газонаполненных нейтронных трубок представлены на рис. 1.

Источник питания ИП-1 служил для зажигания разряда и поддержания тока в ионном источнике пеннинговского типа [7, 8]. Вариация величины напряжения U_a между электродами (анодное напряжение) источника ионов при помощи источника питания ИП-1 позволяла менять анодный ток источника ионов I_a . Величина напряжения U_a контролировалась встроенным в источник питания вольтметром. Давление газа в трубке (на уровне $\sim 10^{-3}$ мм рт. ст.) регулировалось током $I_{гр}$ протекающим через нагревательный элемент генератора изотопов водорода (ГИВ). Поддержание контролируемой величины тока в нагревательном элементе ГИВ обеспечивалось источником питания ИП-2.

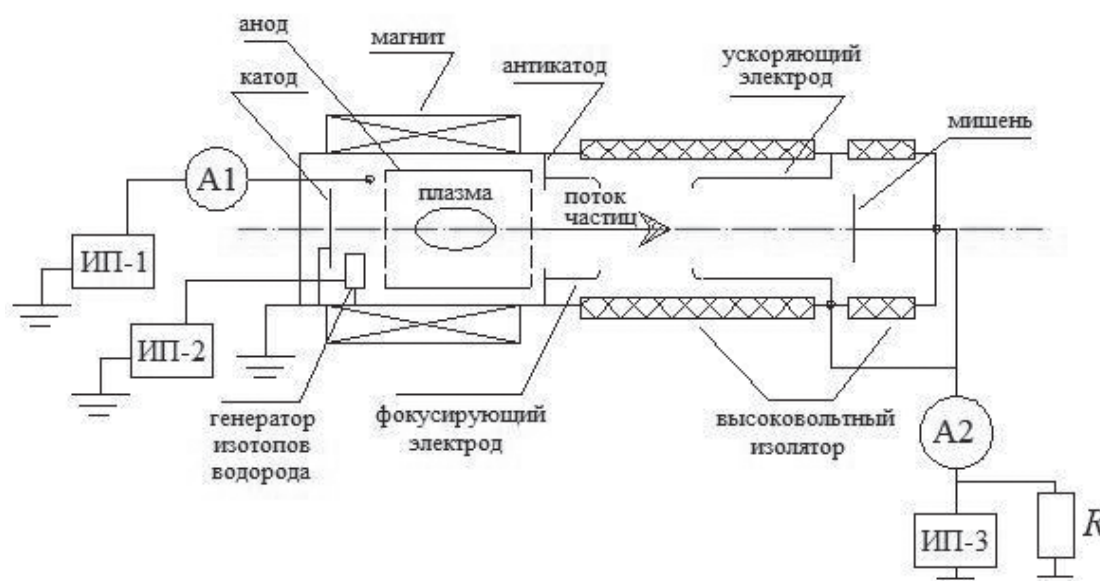


Рис. 1. Электрическая схема питания ионного источника и схема получения ВАХ системы «ускоряющий электрод – мишень»: ИП-1, ИП-2, ИП-3 – источники питания, А1 и А2 – амперметры, R – резистор.

Наличие плавающих потенциалов на незаземленных электродах нейтронной трубки (ускоряющий электрод и мишень) свидетельствует о потоке заряженных частиц [14], распространяющемся из ионного источника в направлении мишени даже при отсутствии вытягивающего напряжения.

Восстановление функции распределения частиц по энергиям в потоке из ионного источника проведено методом задерживающего потенциала. В качестве зондирующего электрода для регистрации ВАХ использована система гальванически связанных электродов, а именно, ускоряющего электрода и мишени. Моделирование электрических полей системы «ускоряющий электрод – мишень» продемонстрировало хорошее приближение однородного поля на входе в систему со стороны ионного источника. С помощью источника питания ИП-3 подавался потенциал смещения на систему «ускоряющий электрод – мишень». Применение в схеме измерений резистора $R = 1$ МОм позволило зашунтировать источник ИП-3 и, тем самым, обеспечить протекание тока через амперметр A_2 (отсутствие указанного сопротивления приводило к тому, что система «ускоряющий электрод – мишень» заряжалась потоком частиц из источника до плавающего потенциала, при этом ток через амперметр A_2 не протекал). Контроль величины потенциала на зондирующих электродах осуществлялся с помощью вольтметра, встроенного в источник питания ИП-3. Измерение

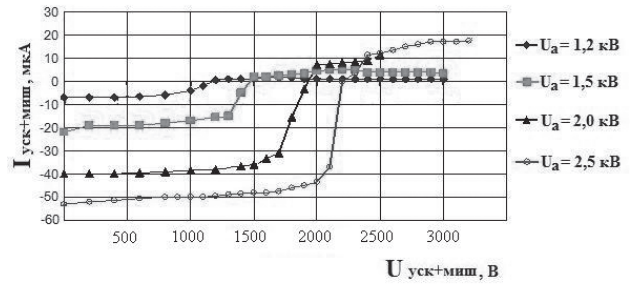
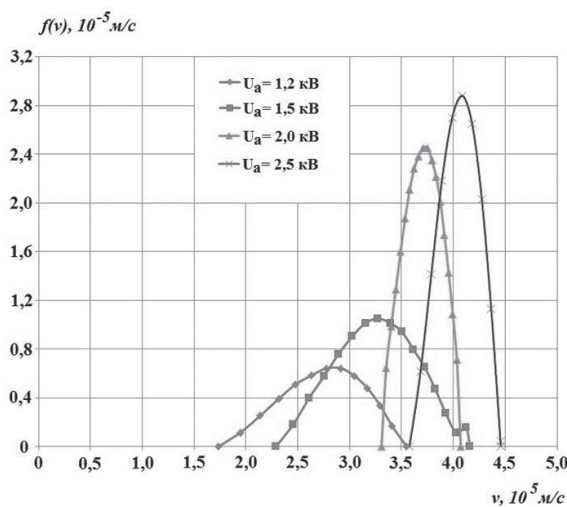


Рис. 2. Экспериментально зарегистрированные ВАХ системы «ускоряющий электрод – мишень», полученные методом «задерживающего потенциала», при различных напряжениях между катодом и анодом ионного источника и фиксированной величине тока в нагревателе генератора изотопов водорода. Обозначения: – ток частиц, попадающих в систему «ускоряющий электрод – мишень» (зондирующий электрод); – напряжение, прикладываемое между зондирующим и заземленным электродами; – напряжение, прикладываемое между катодом и анодом ионного источника.

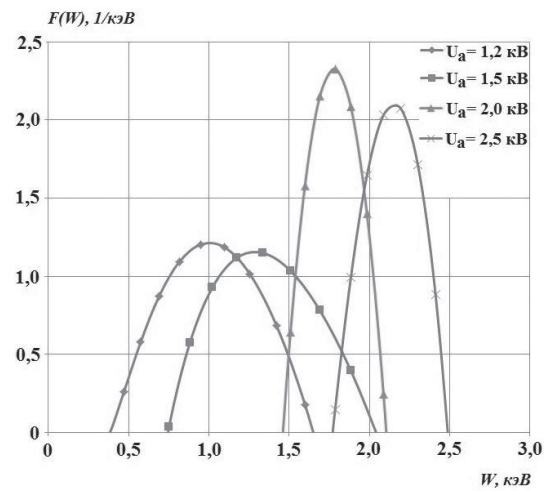
ВАХ проводилось при различных давлениях газа в трубке и анодных напряжениях.

Результаты эксперимента и их обсуждение

Примеры ВАХ системы «ускоряющий электрод – мишень» одной из нейтронных трубок представлены на рис. 2, а восстановленные из них функции распределения ионов по осевой компоненте скоростей (в направлении источник ионов – мишень) и соответствующим составляющим энергий, соответственно, на рис. 3.



а



б

Рис. 3. Распределения ионов по скоростям (а) и энергиям (б) в зависимости от анодного напряжения U_a , восстановленные методом «задерживающего потенциала» из ВАХ системы «ускоряющий электрод – мишень», представленных на рис. 2.

Согласно сложившимся правилам построения зондовых ВАХ [15–17], знак зондового тока I определяется равенством $I = I_e - I_i$, где I_e и I_i – абсолютные значения токов электронной и ионной компонент на зондирующий электрод, соответственно. Ориентация ВАХ на рис. 2 соответствует выбранному знаку зондового тока.

На графиках (рис. 2) можно выделить три области: верхняя пологая часть, нижняя пологая часть и находящаяся между ними крутая часть ВАХ. На основе полученных ВАХ зондирующих электродов нейтронных трубок восстановлены функции распределения заряженных частиц по осевым компонентам скоростей (в предположении равнокомпонентной смеси ионов дейтерия и трития) и энергий в корпускулярных потоках из ионного источника (см. рис. 3).

ВАХ системы «ускоряющий электрод – мишень» в потоке частиц из источника ионов (рис. 2) имеют S-образную форму, напоминающую ВАХ одиночного зонда Ленгмюра, помещенного в плазму. Однако коренным отличием является то обстоятельство, что ток ионного насыщения (нижняя пологая часть ВАХ) в несколько раз превышает ток электронного насыщения (верхняя пологая часть ВАХ). Обычно ситуация диаметрально противоположна – ток электронного насыщения может на несколько порядков величины превосходить ток ионного насыщения, поскольку определяется, в частности, высокими тепловыми скоростями хаотического движения электронов по отношению к ионам (в силу значительного различия масс) в неподвижной относительно зонда плазме.

Следовательно, регистрируемую в эксперименте зависимость (S-образную кривую) можно попытаться объяснить, если предположить, что «проникающая» из источника ионов плазма движется в направлении зондирующего электрода со скоростью, превышающей тепловую скорость электронов [15]. Речь действительно идет о регистрации плазменных потоков, поскольку на ВАХ отчетливо регистрируются как ионная, так и электронная ветви, а расчетный радиус дебаевского экранирования намного меньше характерных размеров трубки.

В подтверждение сказанного выше сделаем следующие оценки. Для тока ионного

насыщения, определяемого направленным к системе «ускоряющий электрод – мишень» движением заряженных частиц (атомарных и молекулярных), справедливо выражение:

$$I_i^{nac} = e \cdot n \cdot S \cdot \langle v \rangle \quad (10),$$

Для тока электронного насыщения, определяемого скоростью хаотического теплового движения электронов на токособирающую поверхность системы «ускоряющий электрод – мишень», согласно [15–17] имеем:

$$I_e^{nac} = \frac{e \cdot n_e \cdot S_e \cdot v_e}{4}, \quad (11),$$

где n_e – концентрация электронов в потоках, S_e – площадь токособирающей поверхности системы «ускоряющий электрод – мишень» для электронов, v_e – среднеквадратичная тепловая скорость движения электронов в плазменном потоке.

Полагая, что $n_i \cdot S_i \approx n_e \cdot S_e$ в силу квазинейтральности плазменного потока из ионного источника, и решая совместно уравнения (10) и (11), находим:

$$v_e = \langle v \rangle \cdot \frac{4 \cdot I_e^{nac}}{I_i^{nac}} \quad (12).$$

Используя данные рис. 2, получаем, что действительно $v_e \approx \langle v \rangle$.

Следовательно, ток электронного насыщения обусловлен в основном скоростью направленного движения плазменного потока. При этом среднеквадратичная тепловая скорость электронов значительно меньше скорости их направленного движения. В противном случае ток электронного насыщения был бы значительно больше.

Оценки, проведенные авторами данной работы в рамках ранее проведенной работы [15], рассматривавшей поведение электрического зонда в плазменном потоке, показали, что в крутой части ВАХ вклад в ток на зондирующий электрод обеспечивается преимущественно ионной компонентой корпускулярного потока из ионного источника.

Следует отметить, что средние направленные скорости частиц пропорциональны квадратному корню из анодного напряжения, что свидетельствует о механизме их электростатического ускорения. Известно, что плазма в

источнике Пеннинга высокого давления (более 10^{-3} мм рт. ст.) находится под потенциалом анода [7, 8], а межэлектродное поле оказывается приложенным в узком прикатодном слое, где, по всей видимости, и происходит ускорение заряженных частиц.

Расчетные значения средних энергий ионов меньше величины напряжения между электродами ионного источника (рис. 3). Если рассматривать процесс ускорения в одночастичном приближении, то энергии ускоренных частиц должны быть близки к величине прикатодного ускоряющего потенциала. В случае плазмы характерным является коллективный механизм ускорения частиц в самосогласованных полях [18, 19], в силу чего, видимо, и трансформируется энергетический спектр регистрируемых частиц. Кроме того, на формирование энергетического спектра регистрируемых частиц могут влиять также процессы рассеяния и резонансной перезарядки в собственном нейтральном газе [20, 21] на пути следования из ионного источника.

В работе [22] показано, что положение максимумов энергетических спектров (наиболее вероятная энергия ионов) определяется величиной осевого потенциала плазмы относительно катодов, который может быть значительно ниже анодного потенциала (на величину в диапазоне до нескольких сотен вольт) [4, 7]. При этом разброс по энергиям в ионных спектрах авторы [22] объясняют колебательными процессами в исследуемом разряде, в частности, колебаниями потенциала плазмы на оси разряда.

Данные, представленные на рис. 3, свидетельствуют о возможности управления «полушириной» энергетического спектра эмитируемых частиц путем вариации анодного напряжения ионного источника. Уменьшение полуширины энергетического спектра частиц при увеличении анодного напряжения (высоковольтный режим) позволит добиться острой фокусировки пятна этого пучка на поверхности мишени («точечный» источник нейтронов для систем обнаружения взрывчатых веществ). В свою очередь, если существуют требования к равномерному облучению мишени, то целесообразнее использовать невысокие анодные напряжения ионного источника (сильноточный режим).

Заключение

Адаптация метода задерживающего потенциала к газонаполненным нейтронным трубкам позволила получить информацию об энергетическом распределении частиц, эмитируемых из ионного источника, что представляется удобным инструментом контроля эмиссионной стабильности его работы на различных этапах эксплуатации нейтронной трубки, в т.ч. и при работе с радиоактивными газами. Кроме того, полученная информация крайне необходима как для расчета эмиттанса пучка с целью оптимизации режимов работы ионного источника, так и для проектирования ионно-оптической системы трубки.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 12-02-13510-офи_м_РА).

Литература

1. Боголюбов Е.П., Рыжков В.И., Кузнецов Ю.П. и др. Сборник материалов межотраслевой научно-технической конференции «Портативные генераторы нейтронов и технологии на их основе». – Всероссийский НИИ автоматики. Москва. 26–30 мая 2003 г. С. 66.
2. Боголюбов Е.П., Сыромуков С.В., Пресняков Ю.К., Добров Р.В., Садилкин А.Г. «Запаянная нейтронная трубка» – патент на полезную модель, № 66965.
3. Сыромуков С.В. // Вакуумная техника и технология. 2010. Т. 20. № 1. С. 27.
4. В.М. Гулько, А.А. Ключников, Н.Ф. Коломиец, Л.В. Михайлов, А.Е. Шиканов Ионно-вакуумные приборы для генерации нейтронов в электронной технике – К.: Техника, 1988.
5. Кирьянов Г.И. Генераторы быстрых нейтронов. – М.: Энергоатомиздат. 1990.
6. Бармаков Ю.Н., Боголюбов Е.П., Смирнов Г.А. Сборник материалов межотраслевой научно-технической конференции «Портативные генераторы нейтронов и технологии на их основе». – Всероссийский НИИ автоматики. Москва. 26-30 мая 2003 г. С. 11.
7. М.Д. Габович. Физика и техника плазменных источников ионов. – М., Атомиздат, 1972.
8. Физика и технология источников ионов. Под ред. Я. Брауна: Пер. с англ. – М.: Мир, 1998.
9. Баткин В.И., Гетманов В.Н., Савченко О.Я. и др. // ПМТФ. 1982. № 6. С. 30.
10. Баткин В.И. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 3. С. 37.
11. В.И. Баткин, О.Я. Савченко. // ЖТФ. 1997. Т. 67. № 7. С. 24.
12. Г. Корн, Т. Корн. Справочник по математике. – М.: Наука. 1974.
13. <http://www.vniia.ru>.
14. Методы исследования плазмы: Спектроскопия, лазеры, зонды. Под. ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда: Пер. с англ. – М.: Мир, 1971.
15. Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. – М.: Атомиздат, 1969.

16. Лукьянов С.Ю., Ковальский Н.Г. Горячая плазма и управляемый ядерный синтез. – М.: МИФИ, 1997.

17. Лебедев Ю.А. Введение в зондовую диагностику плазмы пониженного давления. – М.: МИФИ, 2003.

18. С.А. Баренгольц, Г.А. Месяц, Э.А. Перельштейн. // ЖЭТФ. 2000. Т. 118. С. 1358.

19. В.И. Зайцев, Г.С. Волков, А.В. Карташов, Н.И. Лахтюшко. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 3. С. 195.

20. Козлов Н.П. Основы физики плазмы. – М., 1997.

21. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1992.

22. Мартенс В.Я., Шевченко Е.Ф. Материалы XIII научно-технической конференции «Вузовская наука – Северо-Кавказскому региону». Т. 1.. Естественные и точные науки. Технические и прикладные науки. – Ставрополь: СевКавГТУ, 2009. С. 217.

Determination of the corpuscular emission energy characteristics for the ion sources of gas-filled neutron tubes

V.G. Markov, D.E. Prokhorovich, A.G. Sadilkin, and N.N. Shchitov

All-Russian Research Institute of Automatics (VNIIA),
22 Sushevskaya str., Moscow, 127055, Russia
E-mail: vnii4@vniia.ru

The longitudinal energy distributions of ions emitted from sealed neutron tube ion sources have been determined. The procedure implements the use of the retarding field method adapted to the tube's constructional elements. This approach allows one to carry out such measurements with radioactive gases inside without any environmental pollution.

PACS: 52.50.Dg, 52.70.Nc, 52.80.Sm

Keywords: ion source, gas-filled neutron tube, a method of retarding potential, distribution function, current-voltage characteristic.

Bibliography – 22 references

Received November 25, 2012