

УДК 533.9.07

С. А. ОГИЕНКО

*Национальный аэрокосмический университет им. Н. Е. Жуковского «ХАИ», Украина***АНАЛИТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ТРАНСПОРТИРОВКИ ЭЛЕКТРОНОВ В РАЗРЯДЕ СТАЦИОНАРНОГО ПЛАЗМЕННОГО ДВИГАТЕЛЯ**

Определена аналитическая зависимость для скорости транспортировки электронов в стационарном разряде в скрещенных электрическом и магнитном полях стационарного плазменного двигателя (СПД). За основу были взяты сделанных ранее и подтверждённых в эксперименте предположения об определяющей роли азимутальной неоднородности плазмы на перенос электронов с катода на анод. Для проверки полученной аналитической зависимости рассчитаны обратные величины параметра Холла в разрядной камере (РК) и за пределами РК. Сравнение расчётной величины обратного параметра Холла с аналогичной величиной, полученной экспериментально другими исследователями, показывает их хорошее соответствие. Т.о., предложенное соотношение позволяет рассчитать т.н. аномальную проводимость плазмы, впервые связав скорость движения электронов поперёк магнитного поля с величиной азимутальной неоднородности плазмы.

Ключевые слова: плазма, двигатель с замкнутым дрейфом электронов, скорость транспортировки электронов, аномальная проводимость плазмы

Введение

Схема двигателя с замкнутым дрейфом электронов стационарного типа, предложенная в 60-х годах прошлого века, и в настоящее время широко используется в разнообразных космических и наземных технологиях в качестве двигателя либо как источник ионов с высокими энергиями. Притом, что со времён первых моделей достигнут значительный прогресс, во многих странах продолжают интенсивно проводить научно-технические работы по совершенствованию характеристик двигателей с замкнутым дрейфом электронов. Среди таких исследований работы по модернизации стационарного плазменного двигателя (СПД) являются наиболее перспективными и занимают одно из первых мест. Требуется решения одна из основных научных проблем разряда в скрещенных полях – определение механизма аномальной проводимости плазмы в этих условиях, от которой зависят разрядный ток, мощность и КПД двигателя. Это решение может быть базой для совершенствования как СПД, так и других ускорителей с замкнутым дрейфом электронов.

1. Анализ существующих проблем, определение задач исследования

Для проведения технической модернизации СПД с целью расширения диапазона его рабочих характеристик (мощности, удельного импульса, расхода газа) необходимо понимание основных физических процессов, среди которых – перенос электронов через разрядный промежуток с аномально

высокой скоростью, закономерности которого до сих пор не определены. Так как скорость транспортировки V_{tr} (проводимость) определяет разрядный ток, потребляемую мощность и тяговый КПД двигателя, то, управляя скоростью V_{tr} , возможно расширить диапазон рабочих характеристик СПД, в котором работа двигателя будет оставаться эффективной. При моделировании процессов в плазме в скрещенных магнитном B и электрическом E полях часто используют, т.н. проводимость Бома в виде коэффициента $\mu \sim 1/B$, а скорость транспортировки электронов в виде $V_{tr} \sim E \cdot \mu$ без пояснения физической сути [1]. Автором ранее была выдвинута и проверена в эксперименте гипотеза об определяющей роли азимутальной неоднородности плазмы на скорость переноса электронов и, т.о., на разрядный ток [2]. Используя это положение, в настоящем исследовании поставлена цель – определить в аналитическом виде зависимость скорости транспортировки электронов от: магнитного и электрического полей, энергии электронов и азимутальной неоднородности плазмы в разрядном промежутке СПД. Для достижения цели, описывая движение электронов в плазме в приближении элементарной теории одной частицы [3], планируется: 1) найти смещение электрона поперёк магнитного поля при рассеянии в области азимутальной неоднородности плазмы; 2) определить время, в течение которого происходит это смещение; 3) определить скорость транспортировки электрона и обращённый параметр Холла, и сравнить с аналогичным параметром из известных результатов экспериментов других авторов.

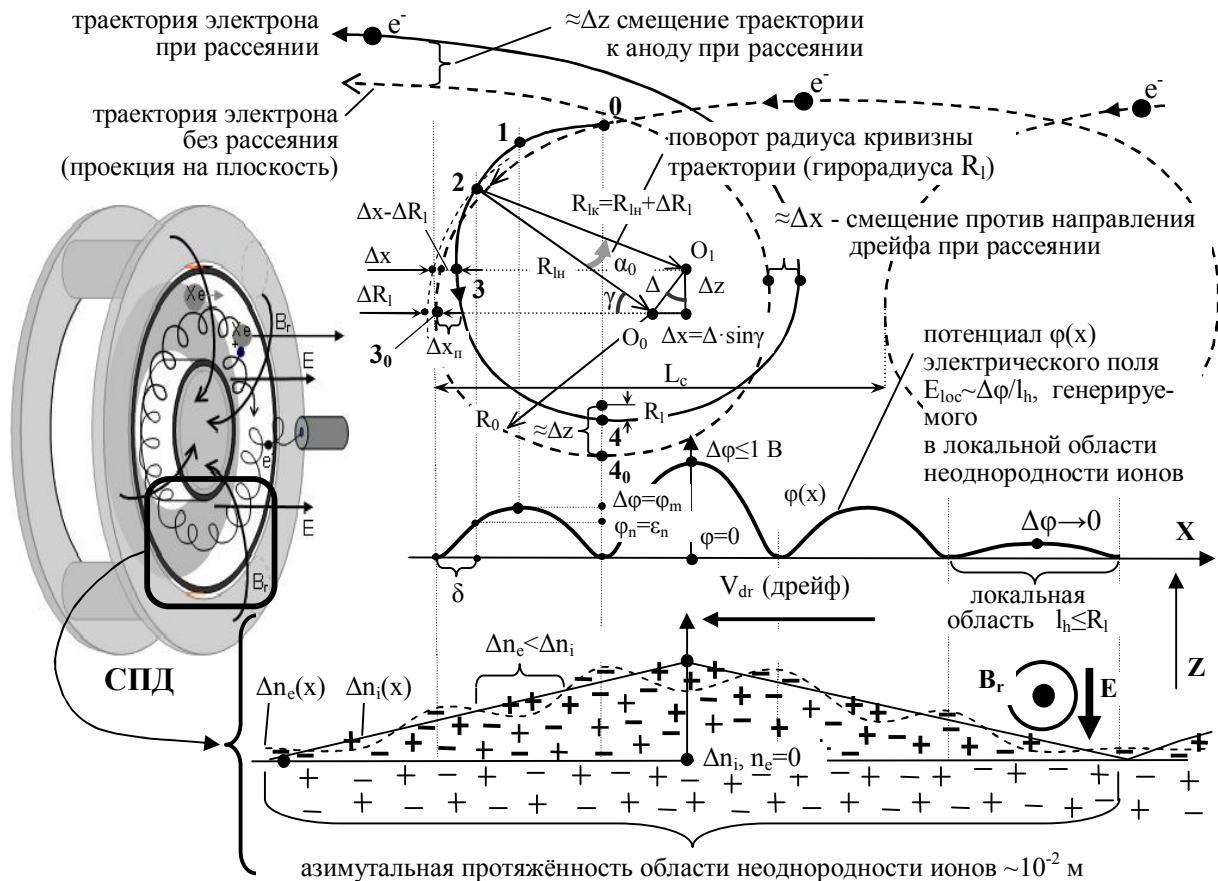


Рис. 1. Схема рассеяния электронов в области азимутальной неоднородности потока плазмы в СПД

2. Определение эффекта компенсации неоднородности заряда ионов

Полагаем, что компенсация избыточного заряда ионов $e \cdot \Delta n_i$ зарядом электронов $e \cdot \Delta n_e$ заключается в том, что в локальной области протяжённостью l_h (см. рис. 1) скорость движения V_{dr} электронов в потоке $n_e \cdot V_{dr} = \text{const}$ азимутального направления снижается, а концентрация электронов при этом возрастает как $n_e \sim 1/V_{dr}$. Величина эффекта компенсации n_k определена как $n_k = \Delta n_e/n_e$.

Из закона неразрывности азимутального потока электронов определяем изменение концентрации $\Delta n_e = -\text{const} \cdot \Delta V_{dr}/V_{dr}^2$. Полагаем, что снижение скорости V_{dr} происходит в результате рассеяния в локальном электрическом поле $E_{loc} \sim -\Delta\phi/l_h$, когда электрон (ведущий центр) смещается против направления дрейфа на расстояние $\Delta x \approx \Delta x_n$, в течение периода τ циклического движения электрона. Используем приближение одной частицы, см. стр. 104, 174 [3], рассматриваем двумерное движение электрона по циклоиде - проекции винтовой траектории на плоскость перпендикулярную магнитной индукции. Период движения $\tau = \text{const}_1$ полагаем постоянным, а расстояние $(L_c - \Delta x_n)$, пройденное вдоль азимута, будет изменяться вследствие рассеяния, в результа-

те чего азимутальная скорость электрона $V_{dr} = L_c/\tau$ изменяется как $\Delta V_{dr} \approx (L_c - \Delta x_n)/\tau - L_c/\tau = -\Delta x_n/\tau$. Тогда $n_k = \Delta n_e/n_e \approx \Delta x_n/L_c$.

Более точное выражение для $\Delta n_e/n_e$ получено с учётом особенностей движения электрона (от точки 0 к 1, через 2 к 3 и далее), представленных на рис. 1, а также оценивая $L_c = 2 \cdot \pi \cdot E \cdot m / (e \cdot B^2)$. На участке от точки 0 к 1 (участок (0-1) далее) электрон движется в локальном потенциальном электрическом поле $E_{loc} \sim -\Delta\phi/l_h$, его скорость и ларморовский радиус увеличивается до $(R_1 + \Delta R_1)$ под действием магнитного поля B . Расстояние δ определяется из соотношения $\delta/(l_h/2) = (\epsilon_n/\Delta\phi/e)$ (рис. 1) как $\delta = (\epsilon_n/\Delta\phi/e) \cdot (l_h/2)$.

Тогда смещение ведущего центра будет не Δx , как грубо оценено выше, а $(\Delta x - \Delta R_1 \cdot \cos(\gamma))$ и эффект компенсации n_k следует рассчитывать с учётом γ - угла наклона радиуса кривизны ($\sim R_1$ - ларморовского радиуса) траектории к азимутальному направлению как $n_k = \Delta n_e/n_e = (\Delta x - \Delta R_1 \cdot \cos(\gamma)) / (2 \cdot \pi \cdot E \cdot m / (e \cdot B^2))$.

Изменение гирорадиуса $\Delta R_1 = R_{1k} - R_{1n}$ (рис. 1) определено с учётом: скорости электрона (до воздействия на него локального поля E_{loc}) $V_0 = (2/3 \cdot T_e \cdot 2/m)^{1/2}$, начальной величины гирорадиуса $R_{1n} = m / (B \cdot e) \cdot (2/3 \cdot T_e \cdot 2/m)^{1/2}$, конечной величины гирорадиуса - $R_{1k} = m / (B \cdot e) \cdot (2/3 \cdot T_e \cdot 2/m + \epsilon_n \cdot 2/m)^{1/2}$ - по-

сле воздействия поля E_{loc} , следующим выражением $\Delta R_1 = m/(B \cdot e) \cdot ((2/3 \cdot T_e \cdot 2/m + \epsilon_n \cdot 2/m)^{1/2} - (2/3 \cdot T_e \cdot 2/m)^{1/2})$.

Величина Δx (рис. 1) определена как $\Delta x = \Delta \cdot \sin(\gamma) = R_1 \cdot \sin(\alpha_0) \cdot \sin(\gamma)$.

Множитель $\sin(\gamma)$ (рис. 1) определён из тригонометрической формулы, используя соотношение $R_1 \cdot \cos(\gamma) = R_1 - \delta$ и пренебрегая малым слагаемым δ^2/R_1^2 , а также учитывая определенное выше $\delta = (\epsilon_n/\Delta\phi/e) \cdot (l_h/2)$, приближённо в виде $\sin(\gamma) = (1 - (1 + \delta^2/R_1^2 - 2 \cdot \delta/R_1))^{1/2} \approx (\epsilon_n/\Delta\phi/e \cdot l_h/R_1)^{1/2}$.

Соотношение $\Delta\phi \cdot e$ и ϵ_n , а также связь углов γ и α_0 с величинами компонент скоростей в точках 0, 1 и 2 определены на основе закона сохранения энергии с использованием схем и модели, приведенных на рис. 1. Оцениваем соотношение ϵ_n и $\Delta\phi$ как $\epsilon_n/\Delta\phi/e \approx 1/2$, и определяем приближенно $\sin(\gamma) \approx (l_h/2/R_1)^{1/2}$. Учитывая $\epsilon_n \approx \Delta\phi \cdot e/2$, получаем $\sin(\alpha_0) \approx (l_h/R_1)^{1/2} \cdot (l_h^3/(16 \cdot R_1^3) - l_h^2/(8 \cdot R_1^2) + \Delta\phi \cdot e/(8/3 \cdot T_e) + \Delta\phi \cdot e/(8/3 \cdot T_e) - \Delta\phi \cdot e/(4/3 \cdot T_e) \cdot l_h^2/8/R_1^2 + 1/(4/3 \cdot T_e \cdot l_h/R_1) \times \Delta\phi \cdot e)$.

Пренебрегая малыми слагаемыми, определяем $\sin(\alpha_0) \cdot \cos(\gamma) \approx (l_h/R_1)^{1/2} \cdot \Delta\phi \cdot e/(4/3 \cdot T_e \cdot l_h/R_1)$, а также $\sin(\alpha_0) \cdot \sin(\gamma) \approx l_h/R_1 \cdot (2)^{1/2} \cdot (-l_h^2/(8 \cdot R_1^2) + \Delta\phi \cdot e/(4/3 \cdot T_e \cdot 2) + l_h^3/(16 \cdot R_1^3) - \Delta\phi \cdot e/(4/3 \cdot T_e) \cdot l_h^2/(8 \cdot R_1^2) + 1/(4/3 \cdot T_e \cdot l_h/R_1) \times \Delta\phi \cdot e)$.

Далее рассчитываем эффект компенсации как $n_k = \Delta n_e/n_e = (\Delta x - \Delta R_1 \cdot \cos(\gamma))/(2 \cdot \pi \cdot E \cdot m/(e \cdot B^2))$. С учётом найденных соотношений и пренебрегая малыми слагаемыми порядка $l_h^4/16/R_1^4$ и т.п., получаем

$$n_k \approx R_1/(2 \cdot \pi \cdot E \cdot m/(e \cdot B^2))/2^{1/2} \times (-l_h^2/(8 \cdot R_1^2) + l_h/R_1 \cdot \Delta\phi \cdot e/(4/3 \cdot T_e \cdot 2) - \Delta\phi \cdot e/(4/3 \cdot T_e) \cdot l_h^3/(8 \cdot R_1^3) + \Delta\phi \cdot e/(4/3 \cdot T_e))$$

Отсюда выражаем $\Delta\phi$ как функцию соотношения l_h/R_1 и параметров разряда в виде

$$\Delta\phi \cdot e \approx 4/3 \cdot T_e \cdot (n_k \cdot 2^{1/2}/R_1 \cdot (2 \cdot \pi \cdot E \cdot m/(e \cdot B^2)) + l_h^3/(8 \cdot R_1^3))/(1 + l_h/(2 \cdot R_1) - l_h^3/(8 \cdot R_1^3))$$

Определяем соотношение l_h/R_1 , при котором $\Delta\phi$ будет минимальным, из условия $d(\Delta\phi)/d(l_h/R_1) = 0$. Пренебрегая малыми слагаемыми, находим искомое $l_h/R_1 \approx 1.9 \cdot (n_k \cdot 2^{1/2}/R_1 \cdot (2 \cdot \pi \cdot E \cdot m/(e \cdot B^2)))^{1/2}$.

Соответственно минимальный перепад $\Delta\phi$ в локальной области, при котором происходит повышение концентрации электронов до $n_k = \Delta n_e/n_e$ и, таким образом, компенсируется заряд ионов $e \cdot \Delta n_i$, определяем из

$$\Delta\phi \cdot e \approx n_k \cdot T_e \cdot E \cdot m \cdot \pi \cdot 8 \cdot \sqrt{2}/(R_1 \cdot B^2 \cdot e \cdot 3)$$

3. Определение скорости транспортировки электронов

Вследствие рассеяния электрона в локальном поле E_{loc} (рис. 1), электрон также смещается против электрического поля E перпендикулярно магнитному полю B со скоростью $V_{tr} = \Delta z/\tau$, т.о. определяя механизм проводимости плазмы. Рассчитывая приближённо $\tau = L_c/V_{dr} = 2 \cdot \pi \cdot m \cdot E/(e \cdot B^2)/(E/B) = 2 \cdot \pi \cdot m/(e \cdot B)$ – период движения электрона по циклоиде и подставляя полученные ранее соотношения для R_1 и $\sin(\alpha_0) \cdot \cos(\gamma)$, получаем выражение для скорости $V_{tr} \approx (R_1/l_h)^{1/2} \cdot \Delta\phi \cdot e^2 \cdot B \cdot 3 \cdot R_1/(8 \cdot \pi \cdot m \cdot T_e)$.

Подставляя полученное ранее оптимальное соотношение l_h/R_1 (для достижения компенсации неоднородности при минимальном $\Delta\phi$), получаем $V_{tr} = R_1 \cdot \sin(\alpha_0) \cdot \cos(\gamma)/(2 \cdot \pi \cdot m/(e \cdot B)) = R_1 \cdot (n_k/R_1 \cdot (2 \cdot \pi \cdot E \cdot m/(e \cdot B^2)))^{3/4}/(2 \cdot \pi \cdot m/(e \cdot B))$.

После подстановки известных величин R_1 , минимального $\Delta\phi$ и проведя преобразования, получаем скорость транспортировки электронов $V_{tr} \approx (n_k \cdot E/B)^{3/4} \cdot (T_e/(9 \cdot \pi^2 \cdot m))^{1/8}$.

Отношение E/B следует рассматривать как скорость азимутального дрейфа электрона в электрическом поле $V_{dr} = V_{drE} = E/B$. Тогда, не зависимо от причин азимутального дрейфа, скорость транспортировки будет определяться через скорость V_{dr} как

$$V_{tr} \approx (n_k \cdot V_{dr})^{3/4} \cdot (T_e/(\pi^2 \cdot m \cdot 9))^{1/8}$$

Уточним полученную формулу для скорости транспортировки электронов V_{tr} с учётом следующего. Смещение „ведущего центра“, (рис. 1) из точки O_0 в точку O_1 на расстояние Δz приводит к тому, что электрон, двигаясь по изменённой при рассеянии траектории, уже не преодолевает перепад потенциалов $\Delta z \cdot E$ в электрическом поле E . Вследствие этого его энергия в крайней точке 4 траектории (рис. 1) оказывается большей, чем при движении без рассеяния (точка 4₀) и, соответственно, оказывается большим на величину $\Delta R_1 = R_1 - R_0$ его гирорадиус. В точках 0, 4, 4₀ электрон не имеет какой-либо доли энергии от перепада потенциала $\Delta\phi$, которую он набирает в локальном поле на участке 0-3, а затем отдаёт в локальном поле на участке 3-4. В результате смещение траектории поперёк азимутального дрейфа, определённое по крайней точке (точке 4), будет определяться разностью $\Delta z - \Delta R_1$.

При $R_0 = V_0 \cdot m/e \cdot B = (2/3 \cdot T_e \cdot 2/m)^{1/2} \cdot m/e \cdot B$ и $R_1 = (2/3 \cdot T_e \cdot 2/m + (\Delta z - \Delta R_1) \cdot E \cdot 2/m)^{1/2} \cdot m/e \cdot B$ изменение гирорадиуса определяем после преобразований как $\Delta R_1 = \Delta z/(1 + B/E \cdot ((2/3 \cdot T_e \cdot 2/m)^{1/2} + 1))$. Тогда смещение $\Delta z - \Delta R_1$ траектории электрона против электрического поля, определённое по крайней точке 4 (рис. 1),

которое и следует использовать для расчёта скорости транспортировки V_{tr} , определяется выражением $\Delta z - \Delta R_i = \Delta z \cdot (1 - 1/(1 + E/B \cdot (2/3 \cdot T_e \cdot 2/m)^{1/2}))$, и $\Delta z - \Delta R_i = = \Delta z / (1 + E/B \cdot (3 \cdot m/4/T_e)^{1/2})$.

Учёт влияния электрического поля E на траекторию электрона при рассеянии даёт поправку в виде $E/B \cdot (3 \cdot m/4/T_e)^{1/2}$ при расчёте смещения ($\Delta z - \Delta R_i$) – снижает смещение, и, соответственно, даёт поправку $\approx 30\%$ к скорости транспортировки V_{tr} , снижая эту скорость до величины

$$V_{tr} \approx \frac{(n_k \cdot V_{dr})^{3/4} \cdot (T_e / (\pi^2 \cdot m \cdot 9))^{1/8}}{1 + E/B \cdot (3 \cdot m / (T_e \cdot 4))^{1/2}}$$

Важную роль в транспортировке электронов к аноду на участке разрядного промежутка, где электрическое поле мало или равно нулю (в зоне ионизации), может играть дрейф в магнитном поле с градиентом вдоль разрядного промежутка со скоростью $V_{dr} = V_{drB}$. Определяя ларморовский радиус R_l через величины скорости V_{\perp} электрона в плоскости дрейфа и индукцию B , а саму величину скорости V_{\perp} через температуру электронов T_e (в единицах Дж) – как $m \cdot V_{\perp}^2 / 2 \approx 2/3 \cdot T_e$, величину скорости градиентного дрейфа выразим в виде $V_{drB} \approx T_e \cdot \text{grad}(B) / B^2 \cdot e \cdot 2/3$. Оценивая величину скорости дрейфа при характерных: температуре $T_e \approx 20$ эВ, индукции магнитного поля в области минимального электрического поля $B \approx 0,6 \cdot 15 = 9$ мТл, $\text{grad}(B) \approx 0,02/0,015$ Тл/м, получаем $V_{drB} \approx 2 \cdot 10^5$ м/с, при характерном максимальном $V_{drE} = E/B \approx (1,5 \dots 2) \cdot 10^6$ м/с.

Следует заметить, что приведенные формулы позволяют рассчитать максимальные величины эффекта компенсации n_k и скорости транспортировки V_{tr} . Будем полагать, что другая предельная ситуация – когда эффект компенсации минимален $n_k = 0$. Тогда, приближённо, средняя величина эффекта компенсации $n_{kav} \approx n_k/2$, а среднее значение величины скорости транспортировки $V_{trav} \approx V_{tr}(n_k)/2$.

4. Сравнение расчётов с результатами эксперимента

Рассчитаем величину $1/(\omega \cdot \tau) = V_{tr}/V_{dr}$ обратную параметру Холла на основе предложенной модели транспортировки электронов и сравним с расчётом по классической теории (частота $\omega = e \cdot B/m$, время $\tau \approx (\sigma_{elast} \cdot n_a \cdot V_e)^{-1}$) и известным экспериментом [1]. Параметры режима работы СПД и величины полей, температур, азимутальной неоднородности ионов, азимутальной скорости дрейфа электронов, скорости транспортировки, используемые при расчёте, приведены в табл. 1. Величина $n_k \approx 0,035$ рассчитана ранее [2] как характерная для области у анода, где начинается формирование потока плазмы в низковольтном режиме. Результаты расчёта – величина $1/(\omega \cdot \tau)$ – приведена на рис. 2 вместе с уже известными результатами [1] других авторов.

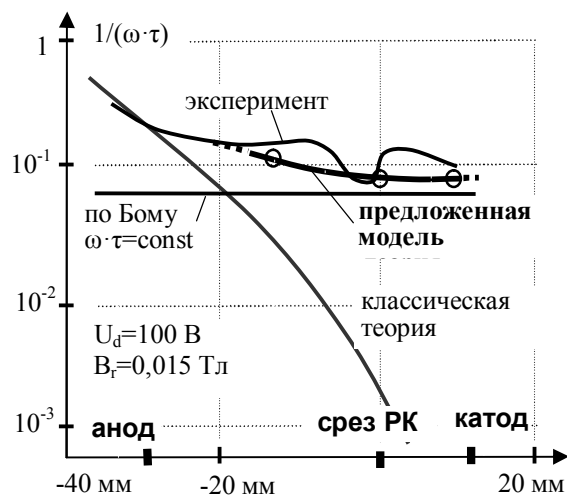


Рис. 2. Величина обратная параметру Холла

Заключение

Определена аналитическая зависимость аномальной скорости переноса электронов поперёк магнитного поля (в приближении одной частицы),

Таблица 1

Величина обратная параметру Холла при напряжения разряда $U_d = 100$ В

Параметры режима работы СПД: напряжение разряда 100 В, максимальная индукция магнитного поля на срезе 15 мТл, концентрация атомов Хе в начале зоны ионизации $n_a = (4 \dots 6) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$		
Вне разрядной камеры	На срезе разрядной камеры	В зоне ионизации газа
$T_e \approx 3$ эВ $E \approx 1,5 \cdot 10^3$ В/м $B \approx 10$ мТл $n_k = \Delta n_i/n_i \approx 0,035$	$T_e \approx 15$ эВ $E \approx 6 \cdot 10^3$ В/м $B \approx 15$ мТл $n_k = \Delta n_i/n_i \approx 0,035$	$T_e \approx 6$ эВ $E \approx 10^3$ В/м $B \approx 10$ мТл $n_k = \Delta n_i/n_i \approx 0,035$
Расчёт $1/(\omega \cdot \tau)$ по классической теории столкновений с частицами $\omega = e \cdot B/m$, $\tau \approx 1/(\sigma_{elast} \cdot n_a \cdot V_e)$, $\sigma_{elast} = 350 \cdot 10^{-14}/V_e$		
$V_{tr} \approx 2,3 \cdot 10^3$ м/с $1/(\omega \cdot \tau) = V_{tr}/V_{dr} \approx 0,085$	$V_{tr} \approx 5,9 \cdot 10^3$ м/с $1/(\omega \cdot \tau) \approx 0,085$	$V_{tr} \approx 1,15 \cdot 10^4$ м/с $1/(\omega \cdot \tau) \approx 0,11$

от магнитного и электрического полей, скорости дрейфа электрона, и впервые – от азимутальной неоднородности зарядов в плазме. В основе зависимости – ранее выдвинутая и подтвержденная автором экспериментально гипотеза о влиянии азимутальной неоднородности зарядов в плазме на скорость переноса электронов поперёк магнитного поля и ток разряда. Сравнение обращённого параметра Холла, рассчитанного по найденной зависимости, с аналогичным параметром, полученным на основе результатов известного эксперимента других авторов, показывает их хорошее соответствие, что подтверждает полученное аналитическое выражение.

В дальнейшем предполагается использовать найденную аналитическую зависимость для скоро-

сти транспортировки электронов для построения математической модели разряда в СПД.

Литература

1. Cliff, T. E. *Non-local electric field effects in magnetized plasmas [Text]* / T. E. Cliff, N. V. Gascon, M. Allis // *Proc. of the Int. Electric Propulsion Conf. – Princeton (USA)*. 2005. – 10 p. (Paper № 2005-028).

2. Огиенко, С. А. *Влияние азимутальной неоднородности плазмообразующего газа на транспортировку электронов и разрядный ток в ускорителе с замкнутым дрейфом электронов [Текст]* / С. А. Огиенко // *Авиационно-космическая техника и технология*. – 2013. – № 6(102). – С. 60 – 64.

3. Райзер, Ю. П. *Физика газового разряда [Текст]* / Ю. П. Райзер. – М. : Наука, 1992. – 535 с.

Поступила в редакцию 30.05.2014, рассмотрена на редколлегии 12.06.2014

Рецензент: д-р техн. наук, проф., гл. науч. сотр. кафедры “Ракетные двигатели и энергоустановки летательных аппаратов” А. И. Оранский, Национальный аэрокосмический университет им. Н. Е. Жуковского «ХАИ», Харьков.

АНАЛІТИЧНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ШВИДКОСТІ ТРАНСПОРТУВАННЯ ЕЛЕКТРОНІВ У РОЗРЯД СТАЦІОНАРНОГО ПЛАЗМОВОГО ДВИГУНА

С. А. Огієнко

Визначено аналітичну залежність для швидкості транспортування електронів у стаціонарному розряді у схрещених електричному та магнітному полях стаціонарного плазмового двигуна (СПД). За основу було взято зроблені раніше та підтвержені в експерименті пропозиції про визначальну роль азимутальної неоднорідності плазми на перенос електронів з катоду на анод. Для перевірки отриманої аналітичної залежності розраховано зворотні величини параметру Хола у розрядній камері (РК) та за межами РК. Порівняння розрахункової величини зворотного параметру Хола з аналогічною величиною, отриманою експериментально іншими дослідниками, показує їх добру відповідність. Т.ч., запропоноване співвідношення дозволяє розрахувати т.з. аномальну провідність плазми, вперше зв'язав швидкість руху електронів поперек магнітного поля з азимутальною неоднорідністю плазми.

Ключові слова: плазма, двигун із замкненим дрейфом електронів, швидкість транспортування електронів, аномальна провідність плазми.

ANALYTIC DEPENDENCE OF THE TRANSPORT SPEED OF ELECTRONS IN THE DISCHARGE STATIONARY PLASMA THRUSTER

S. A. Oghienko

It have been determined the analytical dependence for electron transportation velocity in the stationary discharge in the crossed electric and magnetic fields of the stationary plasma thruster (SPT). For a basis it was taken the assumption of a determining role of azimuthal plasma heterogeneity to the transportation of electrons from the cathode to the anode, made earlier and confirmed in experiment. To check of the analytical dependence the inverse values of the Hall parameter in the discharge chamber (DC) and outside DC are calculated. Comparison of settlement size of the inverse Hall parameter with the similar value received experimentally by other researchers, shows their good conformity. So, the offered analytical dependence allows to calculate so-called abnormal conductivity of plasma, for the first time having connected of electron movement velocity across a magnetic field with azimuthal heterogeneity of plasma.

Key words: plasma, thruster with circular drift of electron, velocity of electron transportation, anomalous plasma conductivity.

Огиенко Сергей Анатольевич – канд. техн. наук, ст. науч. сотр. кафедры “Ракетные двигатели и энергоустановки летательных аппаратов”, Национальный аэрокосмический университет им. Н. Е. Жуковского «ХАИ», Харьков, Украина, e-mail: oghienko@yahoo.com.