

# ОБРАЩЕНИЕ ПОТОКА ПРИМЕСЕЙ В ДВУХЗАХОДНЫХ ТОРСАТРОНАХ ПРИ ПОМОЩИ ВЧ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ

Д.Л. Греков

Институт физики плазмы ННЦ ХФТИ,  
Украина, г. Харьков 310108,  
ул. Академическая 1

В работе исследовано влияние локального нагрева на потоки примесей в режиме Пфирша-Шлютера. Показано, что, с учетом воздействия термосилы на примесные ионы, возможно обращение потока примесей при нагреве примесей. Эта концепция может

быть экспериментально реализована при ВЧ нагреве плазмы в торсатронах. В работе представлены оценки требуемой ВЧ мощности и описана схема системы возбуждения (антенны).

Экспериментально наблюдаемая деградация параметров плазмы, обусловленная тяжелыми примесными ионами, стимулирует исследования разнообразных методов очистки плазмы. Для воздействия на примесные ионы могут применяться как пассивные (диверторы), так и активные методы. К активным методам могут быть отнесены: напуск газа — основного компонента плазмы (источник частиц); нагрев основного компонента плазмы (источник энергии) и передача импульса, например, благодаря инжекции высокоэнергетичных частиц. Эти методы были изучены ранее, как теоретически, так и экспериментально, для токамаков. Настоящая работа посвящена изучению воздействия ВЧ нагрева на потоки тяжелых примесей в торсатронах в режиме Пфирша-Шлютера с целью определения возможности обращения потока примесных ионов.

Следуя [1,2], в которых изучалось поведение тяжелых примесей в токамаках, запишем МГД-уравнения для основных ионов плазмы (i) и примесных ионов (I) в виде

$$\nabla p_i = n_i e (\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B}) + \vec{R}_{\parallel} \quad (1)$$

$$\nabla p_I = n_I Z_I e (\vec{E} + \vec{v}_I \times \vec{B}) - \vec{R}_{\parallel},$$

где

$$\vec{R}_{\parallel} = -C_1 \frac{m_i n_i}{\tau_{iI}} \vec{u}_{\parallel} - C_2 n_i \nabla_{\parallel} T_i. \quad (2)$$

Здесь  $p_{\alpha}$  — давление,  $\vec{v}_{\alpha}$  — скорость,  $n_{\alpha}$  — плотность частиц,  $Z_{\alpha} e$  — заряд,  $m_{\alpha}$  — масса,  $T_{\alpha}$  — температура ионов сорта  $\alpha$  ( $\alpha=i, I$ ),  $\vec{u}_{\parallel} = \vec{v}_i - \vec{v}_I$ ,  $\vec{R}_{\parallel}$  — сила трения,  $\tau_{iI}$  — время рассеяния ионов на примесях. При наличии источников частиц или энергии возникает усредненный по магнитной поверхности токамака радиальный поток примесных ионов

$$\Gamma_I = -\Gamma_i / Z_I = \frac{n_i q^2 \rho_i^2}{Z_I \tau_{iI} T_i} \left[ \left( C_1 + \frac{C_2^2}{C_3} \right) \left( \frac{1}{n_i} \frac{\partial p_i}{\partial r} - \frac{1}{Z_I n_I} \frac{\partial p_I}{\partial r} \right) - \frac{5C_2}{2C_3} \frac{\partial T_i}{\partial r} \right] - \frac{n_i q^2 \rho_i^2}{Z_I \tau_{iI} T_i} \frac{e B_t R}{n_i} \left[ \left( C_1 + \frac{C_2^2}{C_3} \right) a_{\tau 1} - \frac{C_2}{C_3} \frac{a_{Q1}}{T_i} \right], \quad (3)$$

здесь  $q = rB_t / RB_p$ ,  $r, R$  — малый и большой радиусы тора,  $B_t$  и  $B_p$  — тороидальная и полоидальная компоненты магнитного поля токамака,  $\rho_i$  — ларморовский радиус ионов,  $a_{Q1}$  и  $a_{\tau 1}$  — амплитуды компонента, пропорционального  $\sin \vartheta$  в Фурье-разложении источников энергии  $Q_i(r, \vartheta)$  и основных ионов  $\tau_i(r, \vartheta)$ . Для нейтрализации первого члена в выражении (3) и зануления потока примесей  $\Gamma_I$  необходимо, чтобы  $\text{sgn}(a_{\tau 1}) = -\text{sgn}(B_t)$  и  $\text{sgn}(a_{Q1}) = \text{sgn}(B_t)$ .

Рассматривая возможность применения несимметричного источника энергии, созданного ВЧ нагревом, для обращения потока примесей в торсатронах, следует отметить два момента: во-первых, трудно представить себе ВЧ метод, который позволил бы создать необходимую асимметрию (верхняя-нижняя части плазменного шнура) поглощения энергии; во-вторых, при использовании асимметричного нагрева ионов основного компонента получаются слишком большие значения  $a_{Q1}$ . Вот почему в дальнейшем рассмотрении мы учтем термосилу, обусловленную неоднородностью температуры примесей вдоль магнитных силовых линий  $R_T^I \propto n_I |\nabla_{\parallel} T_I| \tau_{II} / (\tau_{II} + \tau_{Ii})$ . Эта сила трения значительно меньше, чем термосила, обусловленная градиентом температуры основных ионов  $R_T^i \propto n_i |\nabla_{\parallel} T_i| \tau_{ii} / (\tau_{ii} + \tau_{il})$  ( $\tau_{\alpha\beta}$  — время рассеяния):  $R_T^i / R_T^I$  изменяется от  $Z_I^2 \gg 1$  до  $Z_I^2 (m_I / m_i)^{1/2}$  при возрастании  $n_i$  от  $n_i \leq (m_i / m_I)^{1/2} n_i / Z_I$  до  $n_i \geq n_i / Z_I$ . Тем не менее учет  $R_T^I$  позволяет включить в рассмотрение источник энергии, действующий на примеси. Чтобы найти  $\nabla_{\parallel} T_{i,I}$  используем выражения для потоков тепла

$$\bar{q}_{\parallel i} = C_2 n_i T_i \bar{u}_{\parallel} - C_3 \frac{n_i T_i}{m_i} \frac{\tau_{ii} \tau_{il}}{\tau_{ii} + \tau_{il}} \nabla_{\parallel} T_i, \quad (4)$$

$$\bar{q}_{\parallel I} = -C_3' \frac{n_I T_I}{m_I} \frac{\tau_{II} \tau_{Ii}}{\tau_{II} + \tau_{Ii}} \nabla_{\parallel} T_I.$$

Подставляя  $\nabla_{\parallel} T_{i,I}$ , найденные из (4), в (2) с учетом  $R_T^I$  получим

$$\bar{R}_{\parallel} = -C_1 \frac{m_i n_i}{\tau_{il}} \bar{u}_{\parallel} - C_2 n_i \nabla_{\parallel} T_i + C_2' n_I \nabla_{\parallel} T_I. \quad (5)$$

Дальнейшие вычисления  $\Gamma_I$  проведем в приближении “прямого” стелларатора. Это позволит рассмотреть воздействие винтового источника тепла, имеющего вид  $Q_{\alpha} = l \varepsilon_l Q'_{\alpha}(r) \sin l \zeta$ . Здесь  $\zeta = \vartheta - m \phi / l$ ,  $\vartheta, \phi$  — полоидальный и тороидальный углы соответственно,  $m$  — число периодов магнитного поля на длине тора,  $\varepsilon_l = b_l / B_0$ ,  $b_l, B_0$  — амплитуды винтового и тороидального полей. Отметим, что другие компоненты разложения  $Q_{\alpha}$  в ряд Фурье по  $\sin p \zeta$ ,  $\cos p \zeta$  в этом приближении не вносят вклад в  $\Gamma_I$ . После усреднения по винтовой магнитной поверхности получим

$$\Gamma_I = \Gamma_{IH} + \frac{n_i m_i}{\tau_{il}} \frac{l \varepsilon_l^2 I_1(l \alpha \bar{r})}{2 Z_I e^2 B_0 \alpha^2 \bar{r}^2} \left[ -\frac{C_2}{C_3} \frac{e B_0}{l \alpha} \frac{Q'_i(\bar{r})}{n_i T_i} + \frac{3}{4 \sqrt{\pi}} \frac{C_2'}{C_3'} \frac{e B_0}{l \alpha} \frac{Q'_I(\bar{r})}{n_I T_I} \right], \quad (6)$$

где  $\Gamma_{IH}$  — малая поправка к первому члену в (3), возникающая при учете винтовой неоднородности плазмы и магнитного поля,  $\alpha = m / lR$ ,  $I_1(l \alpha \bar{r})$  — функция Бесселя.

Таким образом, при соответствующем выборе знака  $B_0 Q'_i(\bar{r})$  или  $B_0 Q'_I(\bar{r})$ , возможно обращение потока примесей с использованием винтового источника энергии, действующего на основные ионы, либо ионы примесей. Оценки, выполненные для торсатрона Ураган-2М с  $n_i(0) = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_i(0) = 1 \text{ keV}$ ,  $l / 2\pi = 0.5$ ,  $m = 4$ ,  $B_0 = 1 \text{ T}$ ,  $T_i(\bar{r}) = 50 \div 100 \text{ eV}$ ,  $\bar{r} = 22 \text{ cm}$ , дают для  $Q'_i$  слишком большое значение  $Q'_i = 100 \text{ W} / \text{ cm}^{-3}$ . В то же время для  $Q'_I$  получается вполне приемлемая величина:  $Q'_I = 0.1 \text{ W} / \text{ cm}^{-3}$ . Для создания винтового источника энергии  $Q'_I$  предлагается использовать циклотронное поглощение бы-

трой магнитозвуковой волны (БМЗВ) примесными ионами. Применяя, например, БМЗВ с частотой  $\omega = 0.11\omega_{ci}(0)$  ( $\omega_{ci}$  — циклотронная частота основных ионов) можно одновременно воздействовать на ионы  $Cr_{52}^6$ ,  $Mn_{55}^6$ ,  $Fe_{56}^6$ ,  $Ni_{59}^7$ ,  $Cu_{63}^7$  и  $Cu_{64}^7$  на  $\bar{r}$ :  $T_e(\bar{r}) = 50 eV$  и на  $Mo_{96}^{11}$  на  $\bar{r}$ :  $T_e(\bar{r}) = 100 eV$ . При  $\omega = 0.16\omega_{ci}(0)$  можно влиять на  $Cr_{52}^8$ ,  $Mn_{55}^9$ ,  $Fe_{56}^9$ ,  $Ni_{59}^9$ ,  $Cu_{63}^{10}$  на  $\bar{r}$ :  $T_e(\bar{r}) = 100 eV$  и на  $C_{12}^2$  на  $\bar{r}$ :  $T_e(\bar{r}) = 10 eV$ . Однако при этом должно быть обеспечено поглощение ВЧ мощности только на одной из двух резонансных винтовых поверхностей  $\omega = \omega_{cl}$ . Это возможно при использовании возбуждающей системы, состоящей из двух (четырех) пар витков, расположенных в малом сечении тора как показано на рис.1 и отстоящих друг от друга на  $\Delta\varphi = \pi$  ( $\Delta\varphi = \pi/2$ ) по большому обходу тора. Запишем ВЧ поле в виде  $\vec{E} = \vec{E}(r) \exp[i(M\vartheta + k_{\parallel}z - \omega t)]$ , ( $z = R\varphi$ ). Предлагаемая система позволяет возбуждать волны с  $k_{\parallel} = m(1 + 2k) / 2R$  ( $k = 0, 1, \dots$ ) и  $M=1, 3$ , которые будут сильно поглощаться ( $\gamma \propto \omega$ ) в узкой области вдоль выбранной винтовой поверхности  $r\Delta\vartheta \approx m(1 + 2k)\rho_i / R$ . Доля ВЧ мощности, которую составляет "полезная" часть спектра, определяется формулой

$$\kappa_u = \frac{4\Delta z}{\pi R} \sum_{k=0}^{k_{\parallel \max}} A_k^2. \quad (7)$$

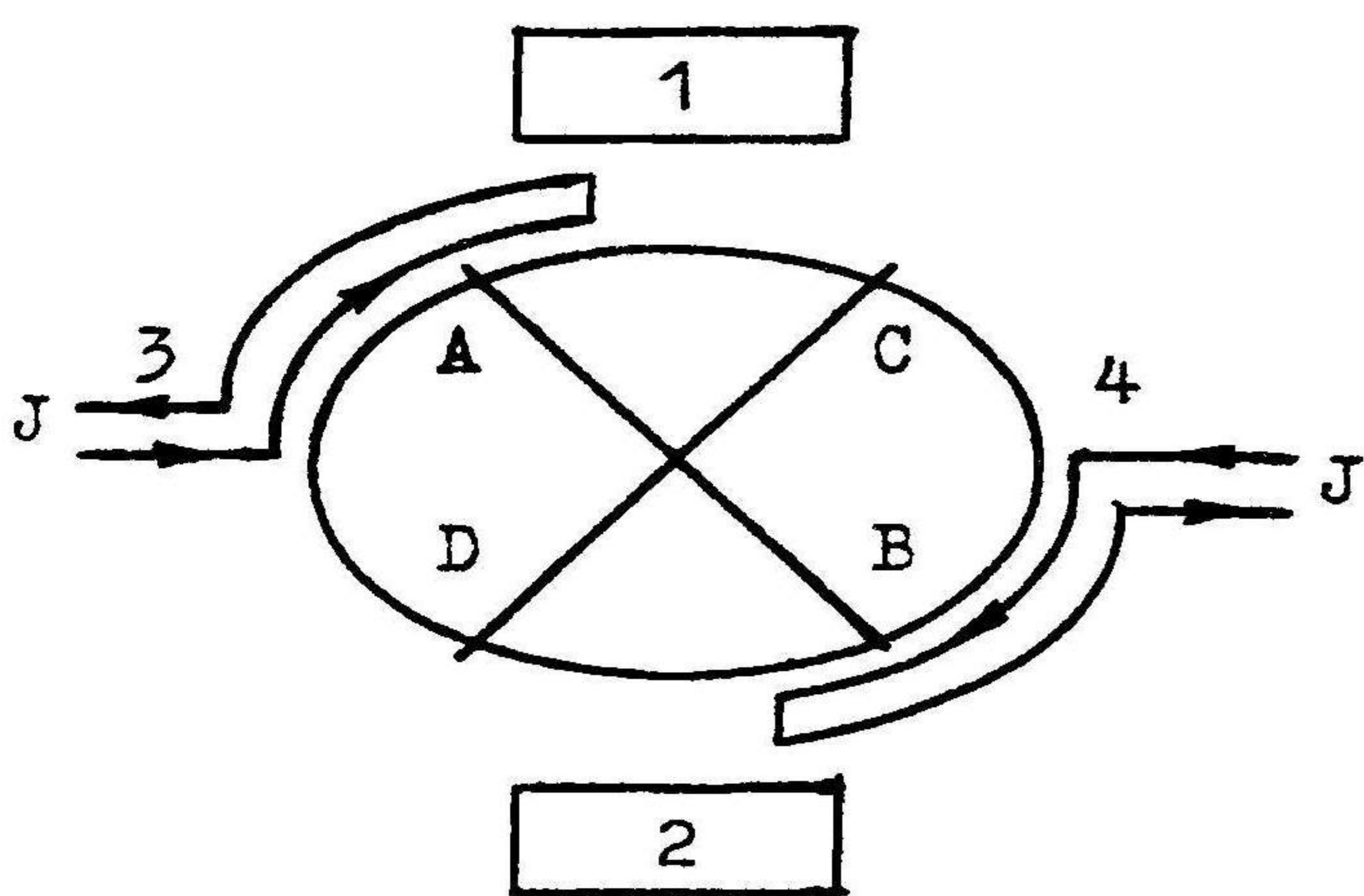


Рис.1. Малое сечение торсатрона. 1,2 — винтовые проводники, 3,4 — антенна. АВ — линия  $\omega = \omega_{cl}$ , на которой поглощение максимально (величина ВЧ поля имеет максимум). CD — линия  $\omega = \omega_{cl}$ , на которой величина ВЧ поля минимальна.

Здесь суммирование проводится по части спектра, для которой  $k_{\parallel} = m(1 + 2k) / 2R$ ,  $k_{\parallel \max} = k_A(0)$ ,  $k_A = \omega / v_A$ ,  $v_A$  — альфвеновская скорость,  $\Delta z$  — размеры антенны в направлении оси  $z$ ,  $A_k$  — парциальные амплитуды. Оценки показывают, что  $\kappa_u$  изменяется от  $\kappa_u = 0.05$  для  $\Delta z = 4$  см, система состоит из двух пар витков, до  $\kappa_u = 0.3$  для  $\Delta z = 16$  см, четыре пары витков. Полная ВЧ мощность, необходимая для обращения потока примесей, равна

$$P_{tot} = 2\pi R a \Delta r \kappa_u Q_I', \quad (8)$$

где  $\Delta r$  — радиальный размер зоны, в которой локализованы взаимодействующие с ВЧ полем примеси (в оценках взято  $\Delta r \approx 5$  см). Для установки Ураган-2М и указанных выше параметров антенны получаем  $P_{tot} \approx 200$  кВт.

Таким образом, показано, что существует эффективный ВЧ метод обращения потока примесей в двухзаходных торсатронах.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Р.Н. Rutherford The Physics of Fluids, v.17, p.1782, 1974.
- [2] К.Т. Burrell The Physics of Fluids, v.19, p.401, 1976.