

**Заключение.** Эффективное проектирование технологии демонтажа оборудования блоков АЭС, выводимых из эксплуатации, возможно в рамках проблемно-ориентированной системы, учитывающей действие факторов влияния среды их функционирования и современное состояние знаний. За основу проблемно-ориентированной системы целесообразно принять правила организации и пространство проектирования, сочетающие применение информационных и экспертных методов и формирующие алгоритм проектирования демонтажной технологии.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Былкин Б.К., Шпицер В.Я. Проблема обоснования технической возможности демонтажа блоков АЭС. — Тяж. машиностр., 1992, № 4, с. 13—16.
2. Былкин Б.К., Шпицер В.Я. Системный анализ радиационной безопасности при демонтаже оборудования энергоблоков АЭС. — Атомная энергия, 1993, т. 74, вып. 5, с. 431—435.
3. Былкин Б.К., Шпицер В.Я. Системный подход как инструмент оптимизации технологических процессов демонтажа при снятии АЭС с эксплуатации. — Там же, 1994, т. 77, вып. 6, с. 460—462.
4. Берела А.И., Былкин Б.К., Шпицер В.Я. и др. Снятие АС с эксплуатации. Разработка демонтажной технологии. — Там же, 1997, т. 83, вып. 6, с. 429—433.
5. Справочник монтажника тепловых и атомных электростанций. Организация демонтажных работ. Под общ. ред. В.П. Банника, Д.Я. Винницкого. 2-е изд., перераб. М.: Энергоатомиздат, 1981. 928 с.
6. Воронин Л.М. Особенности проектирования и сооружения АЭС. М.: Атомиздат, 1980. 192 с.
7. Былкин Б.К., Шпицер В.Я. Об оценке эффективности технологии демонтажа оборудования АЭС. — Теплоэнергетика, 1993, № 8, с. 33—36.
8. Былкин Б.К., Берела А.И., Этинген А.А. и др. Технологические аспекты демонтажа тепломеханического оборудования блока № 1 и машзала 1 очереди Белоярской АЭС. — Энерг. строит., 1994, № 10, с. 7—11.
9. Сигорский В.П. Математический аппарат инженера. 2-е изд. Киев: Техника, 1977. 768 с.
10. Куликовский Л.Ф., Мотов В.В. Теоретические основы информационных процессов. Учебн. пос. для вузов. М.: Высшая школа, 1987. 248 с.

Поступила в Редакцию 23.06.2000

УДК 537.58

### ВЛИЯНИЕ ЭМИССИОННЫХ СВОЙСТВ КОЛЛЕКТОРА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ТЕРМОЭМИССИОННОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ЭНЕРГИИ В ДУГОВОМ РЕЖИМЕ

*Кайбышев В.З., Лысков А.В. (РНЦ «Курчатowski ин-т»)*

Величина и знак скачка потенциала вблизи коллектора термоэмиссионного преобразователя определяются условиями непрерывности потока энергии и заряженных частиц на границе плазмы и существенно влияют на полезное напряжение. В настоящей статье рассматривается влияние эмиссионных свойств поверхности коллектора (работы выхода и коэффициента прозрачности для электронов) на скачок потенциала вблизи коллектора в дуговом режиме. Показано, что обмен энергией между холодными электронами эмиссии с коллектора и электронами плазмы увеличивает градиент температуры последних и существенно изменяет зависимость перепада потенциала от эмиссионного тока и коэффициента прозрачности.

Двухгрупповое приближение для электронов в приколлекторной области плазмы. В традиционном подходе [1] при сшивке уравнений переноса для тока и энергии на границе плазмы с эффективными граничными условиями учитывается проходящий ток  $j_e$ , в эффективных граничных условиях для тока из плазмы используется сумма  $j_e + j_k$ , где  $j_k$  — ток с коллектора в плазму. При этом соблюдается условие непрерывности тока на границе, но нарушается условие непрерывности тока в плазме.

В действительности вблизи коллектора наблюдается поток холодных электронов эмиссии  $j_{ек} < 0$ , направленный в глубь плазмы, и поток электронов плазмы к коллектору  $j'_e$ . Суммарный ток  $j_e = j'_e + j_{ек}$  при этом остается постоянным. На расстоянии, где процесс релаксации завершается,  $j'_e = j_e$ . На границе плазмы поток электронов  $j'_e$  максимален. В уравнения переноса для тока и потока энергии с электронами плазмы должен входить ток  $j'_e = j_e - j_{ек}$ . На границе плазмы  $j_{ек} = j_{ек0}$ . Вообще говоря,  $|j_{ек0}| \leq j_k$ , так как часть электронов эмиссии, попавших в плазму, возвращается обратно на коллектор без изменения энергии в результате рассеяния на атомах. Помимо этого в подходе [1] поток энергии с электронами плазмы  $Q_e$  изменяется в результате только процесса ионизации-рекомбинации:  $dQ_e/dx = dj_i/dx(U_i - \varphi)$ . Вблизи коллектора можно считать  $dj_i/dx \approx 0$ . В действительности в результате релаксации ток электронов плазмы  $j'_e$  по мере приближения к коллектору возрастает за счет перехода в эту группу электронов эмиссии. При этом каждый электрон эмиссии приносит с собой энергию  $(2kT_{ек}/e + \varphi)$ , где  $T_{ек}$  — температура электронов эмиссии. Изменение потока энергии электронов плазмы  $Q'_e$  за счет этих переходов выразится соотношением

$$\frac{dQ'_e}{dx} = \frac{dj'_e}{dx} \left( \frac{2kT_{ек}}{e} + \varphi \right). \quad (1)$$

Таким же по значению, но противоположным по знаку будет изменение потока энергии электронов эмиссии:

$$\frac{dQ_{ек}}{dx} = - \frac{dj_{ек}}{dx} \left( \frac{2kT_{ек}}{e} + \varphi \right). \quad (2)$$

Изменение тока в каждой группе электронов в результате кулоновского взаимодействия запишется в виде

$$\frac{dj'_e}{dx} = - \frac{dj_{ек}}{dx} = en_k n' \overline{V_{ек}} \sigma_{кул},$$

где  $\sigma_{кул} = \pi e^4 \Lambda / k^2 T_{ек}^2$  — эффективное сечение кулоновских межэлектронных взаимодействий;  $n_k$ ,  $n'$  — плотность электронов эмиссии, электронов плазмы.

Используя уравнения переноса зарядов и энергии для каждой группы электронов в отдельности, уравнения (1), (2), а также уравнение переноса для ионов, можно получить следующие выражения:

$$\begin{aligned} & - \frac{en'D_e}{T_e j_e} \frac{dT_e}{dx} = \\ & = \frac{(e^2 n' D_e / k T_e j_e) (j'_e / j_e) d\varphi / dx + 2en'D_e / j_e^2 (1 - T_{ек} / T_e) dj'_e / dx - 2/T_e (en'D_e / j_e)^2 d^2 T_e / dx^2}{2 \left( 2 \frac{j'_e}{j_e} + \frac{e^2 n' D_e}{k T_e j_e} \frac{d\varphi}{dx} \right)}; \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & - \frac{en_k D_{ек}}{T_{ек} j_e} \frac{dT_{ек}}{dx} = \frac{(e^2 n_k D_{ек} / k T_{ек} j_e) (j_{ек} / j_e) d\varphi / dx - 2/T_{ек} (en_k D_{ек} / j_e)^2 d^2 T_{ек} / dx^2}{2 \left( 2 \frac{j_{ек}}{j_e} + \frac{e^2 n_k D_{ек}}{k T_{ек} j_e} \frac{d\varphi}{dx} \right)}, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{kT_e}{e} \frac{j_e}{enD_e} \frac{\tau_i \left[ J_i \frac{D_e}{D_i} - 1 + \frac{j_{ек}}{j_e} \left( 1 - \sqrt{\frac{T_e}{T_{ек}}} \right) \right]}{1 + \tau_i + \tau_i \frac{n_{\kappa}}{n} \left( \frac{T_e}{T_{ек}} - 1 \right)}; \quad (5)$$

$n = n' + n_{\kappa}$ ;  $\tau_i = T_i/T_e$ ;  $J_i = j_i/j_e$ ;  $\varphi$  — электронный потенциал плазмы;  $D_{e,екi}$  — коэффициент диффузии электронов плазмы, эмиссии, ионов.

Из выражения (3) видно, что градиент температуры электронов плазмы  $dT_e/dx$  определяется не только градиентом потенциала  $d\varphi/dx$ , но и их выхолаживанием в результате передачи энергии холодным электронам эмиссии. Это учитывается вторым членом числителя правой части выражения (3).

При выводе выражений (3) — (5) пренебрегали термодиффузионным током электронов и ионов и зависимостью коэффициентов диффузии  $D_{e,ек}$  от температуры электронов. Учет перечисленных факторов приводит к более сложному виду выражений, но принципиального значения не имеет.

Уравнения (3) — (5) справедливы для плазмы, в том числе и на ее границе, где они должны быть согласованы с эффективными граничными условиями. Эффективные граничные условия вблизи коллектора, где скачок потенциала мал, записаны в приближении диффузионной функции распределения. В уравнениях (3), (4) на границе можно пренебречь членом со второй производной от температуры из-за его малости по сравнению с другими членами в числителе [2]. Эффективные граничные условия для потока энергии имеют следующий вид:

ограничивающий ток из плазмы скачок

$$-\frac{en'D_e}{T_e j_e} \frac{dT_e}{dx} = \frac{1}{2} \frac{j'_e}{j_e} \left[ \eta_{\kappa} + \frac{0,75\eta_{\kappa}}{\exp(\eta_{\kappa}) - 0,5(1 + 0,75\eta_{\kappa})} \right]; \quad (6)$$

$$-\frac{en_{\kappa}D_{ек}}{T_{ек}j_e} \frac{dT_{ек}}{dx} = \frac{1}{2} \frac{j_{ек}}{j_e} \left[ \eta'_{\kappa} + \frac{0,75\eta'_{\kappa}}{\exp(\eta'_{\kappa}) - 0,5(1 + 0,75\eta'_{\kappa})} \right] + \quad (7)$$

$$+ \frac{j_{0\kappa}}{j_e} \left[ \frac{\exp(\eta'_{\kappa}) - 0,5}{\exp(\eta'_{\kappa}) - 0,5(1 + 0,75\eta'_{\kappa})} - \frac{T_{\kappa}}{T_{ек}} \right],$$

ограничивающий эмиссию скачок

$$\frac{dT_e}{dx} = 0; \quad (8)$$

$$-\frac{en_{\kappa}D_{ек}}{j_e T_{ек}} \frac{dT_{ек}}{dx} = \frac{j_{0\kappa} \exp(-\eta''_{\kappa})}{j_e} \left( 1 - \frac{T_{\kappa}}{T_{ек}} \right); \quad (9)$$

$\eta_{\kappa} = \frac{e|\Delta\varphi_{\kappa}|}{kT_e}$ ;  $\eta'_{\kappa} = \frac{e|\Delta\varphi_{\kappa}|}{kT_{ек}}$ ;  $\eta''_{\kappa} = \frac{e|\Delta\varphi_{\kappa}|}{kT_{\kappa}}$ ;  $\Delta\varphi_{\kappa}$  — скачок потенциала на границе с коллектором;  $j_{0\kappa}$  — ток эмиссии с коллектора.

Эффективные граничные условия для тока можно записать в следующем виде: ограничивающий ток из плазмы скачок

$$n' = \frac{4}{eV_e} (j_e - j_{ек}) \left( \frac{\exp(\eta_{\kappa})}{D_{\kappa}} - 0,5 \right);$$

$$n_{\kappa} = \frac{4}{eV_{ек}} \left[ j_{ек} \left( \frac{\exp(\eta'_{\kappa})}{D_{\kappa}} - 0,5 \right) + j_{0\kappa} \frac{\exp(\eta'_{\kappa})}{D_{\kappa}} \right],$$

ограничивающий эмиссию скачок

$$n' = \frac{4}{eV_e} (j_e - j_{ек}) \left( \frac{1}{D_k} - 0,5 \right);$$

$$n_k = \frac{4}{eV_{ек}} \left[ j_{ек} \left( \frac{1}{D_k} - 0,5 \right) + j_{0к} \exp(-\eta_k'') \right].$$

В результате, задавая следующие величины:  $T_k, j_{0к}, j_e, D_k, l_e, l_i, T_e$  и  $j_{ек}$ , из уравнений (3)—(7) или (3)—(5), (8), (9) определяем  $\Delta\varphi_k$  и  $T_{ек}$ , далее  $n', n_k, dn'/dx, dn_k/dx, dT_e/dx, dT_{ек}/dx, d\varphi/dx$  на границе плазмы. Вообще говоря,  $j_{ек}$  на границе можно определить при интегрировании уравнений переноса для электронов эмиссии, где дополнительным граничным условием является требование одновременного обращения в нуль на каком-то расстоянии от коллектора  $n_k$  и  $j_{ек}$  или, что то же самое,  $n_k$  и  $dn_k/dx$ .

В традиционном подходе [1], когда не рассматривается отдельно группа электронов эмиссии, вместо выражений (6)—(9) будут следующие: ограничивающий ток из плазмы скачок

$$-\frac{enD_e}{T_e j_e} \frac{dT_e}{dx} = \frac{1}{2} \left[ \eta_k + \frac{0,75\eta_k}{\exp(\eta_k) - 0,5(1 + 0,75\eta_k)} \right] +$$

$$+ \frac{j_{0к}}{j_e} \left[ \frac{\exp(\eta_k) - 0,5}{\exp(\eta_k) - 0,5(1 + 0,75\eta_k)} - \frac{T_k}{T_e} \right], \quad (10)$$

ограничивающий эмиссию скачок

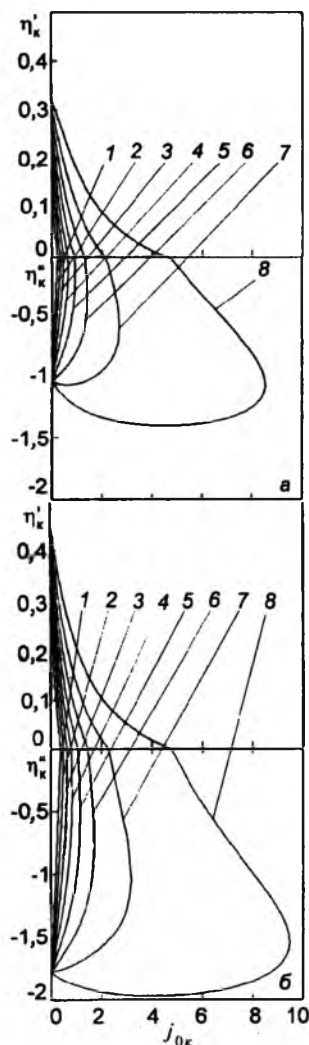
$$-\frac{enD_e}{j_e T_e} \frac{dT_e}{dx} = \frac{j_{0к} \exp(-\eta_k'')}{j_e} \left( 1 - \frac{T_k}{T_e} \right). \quad (11)$$

Из выражения (6) видно, что поток энергии за счет теплопроводности компенсируется только выходом из плазмы быстрых электронов, способных преодолеть задерживающий скачок потенциала. В традиционном подходе согласно выражению (10) часть его расходуется на нагрев электронов эмиссии. Электроны эмиссии на самом деле нагреваются в результате понижения температуры электронов плазмы, и согласно уравнению (3) увеличивается градиент температуры и поток энергии за счет теплопроводности на границе. В результате скачок потенциала с ростом эмиссии, как это следует из выражения (10), должен увеличиваться, а не уменьшаться. Баланс энергии для электронов эмиссии (7) определяет их температуру на границе.

При ограничивающем эмиссию скачке потенциала поток энергии за счет теплопроводности отсутствует. В соответствии с уравнением (3) выхолаживание электронов плазмы электронами эмиссии сопровождается разогревом за счет электрического поля, которое в этом случае ускоряет электроны.

Таким образом, в традиционном подходе в предположении быстрой релаксации электронов по энергии электроны эмиссии нагреваются избыточным потоком энергии, подводимым к границе плазмы теплопроводностью. В действительности они нагреваются за счет понижения температуры электронов плазмы, что сопровождается увеличением градиента температуры последних и потока энергии за счет теплопроводности. Это отличие определяет и разный характер влияния эмиссии и коэффициента прозрачности  $D_k$  на скачок потенциала.

Расчет скачка потенциала вблизи коллектора. 1. Без учета влияния эмиссии на градиент температуры электронов в плазме (традиционный подход). Из рис. 1 следует, что для каждого значения  $J_{0к} = j_{0к}/j_e$  имеются два решения: при малом токе эмиссии одно соответствует ограничивающему ток из плазмы скачку  $\Delta\varphi_k > 0$ , другое — ограничивающему эмиссию скачку  $\Delta\varphi_k < 0$ . При достижении определенной эмиссии по-



Р и с. 1. Скачок потенциала вблизи коллектора без учета влияния релаксации по энергии на градиент температуры электронов в плазме для отношения температуры коллектора к температуре электронов  $\tau_k = 0,2-0,9$  (1—8) и коэффициента прозрачности поверхности коллектора 1 (а) и 0,6 (б)

ложительный скачок  $\Delta\varphi_k > 0$  исчезает. Оба решения имеют  $\Delta\varphi_k < 0$ . С дальнейшим ростом эмиссии при фиксированном значении  $\tau_k = T_k/T_e$  оба решения вырождаются в одно, соответствующее максимальному  $J_{0k}$ , больше которого невозможно обеспечить непрерывность потока энергии и зарядов на границе при данном  $\tau_k$ .

Решение  $\Delta\varphi_k < 0$  при малом токе эмиссии отличается меньшей плотностью плазмы и меньшим абсолютным градиентом параметров плазмы вблизи коллектора, что характерно для диффузионного режима с поверхностной ионизацией.

Отсутствие решения при  $J_{0k} > J_{0k}^{\max}$  в рамках данной модели в случае фиксированной температуры электронов  $T_e$  объясняется тем, что  $dT_e/dx$  определяется только градиентом потенциала  $d\varphi/dx$ , от которого зависит соотношение ионного и электронного тока  $j_i/j_e$ . Поток энергии за счет теплопроводности пропорционален  $-dT_e/dx$  и определяет согласно уравнению (11) проходящий в плазму ток эмиссии  $j_{0k} \exp(-\eta_k'')$ . С ростом  $\eta_k''$  снижается ионный ток и соответственно уменьшается  $d\varphi/dx$  и  $|dT_e/dx|$ . Начиная с некоторого значения  $J_{0k} = J_{0k}^{\max}$ , поток энергии теплопроводностью становится недостаточным для нагрева проходящих в плазму электронов эмиссии до заданной температуры  $T_e$ . Для существования решения необходимо уменьшение разности  $T_e - T_k$ . Это подтверждается результатами численного интегрирования системы уравнений переноса при большой эмиссии с коллектора. Температура электронов в плазме на границе оказывается близка температуре коллектора, что должно сопровождаться приближением к.п.д. термоэмиссионного преобразователя к к.п.д. цикла Карно, так как потери, связанные с выносом кинетической энергии электронов на коллектор, значительно понижаются. Но, к сожалению, это не соответствует экспериментальным фактам по измерению температуры электронов  $T_e$  при разной эмиссии с коллектора [1] и может свидетельствовать о недостатках модели, где не учитывается влияние эмиссии на градиент температуры в плазме  $dT_e/dx$ .

Следует заметить, что в рамках традиционной модели влияние коэффициента прозрачности не существенно. Это следует из рис. 1 и подтверждается расчетами [3], если отражение имеет упругий характер, т.е. не изменяется энергия отраженных электронов.

2. С учетом влияния эмиссии на градиент температуры электронов в плазме. На рис. 2, а представлены зависимости  $\eta_k(J_{0k})$ , аналогичные тем, что на рис. 1, но полученные с учетом влияния эмиссии на  $dT_e/dx$  вблизи коллектора. Увеличение потока энергии теплопроводностью при появлении эмиссии может быть скомпенсировано только ростом потенциальной энергии электронов при преодолении задерживающего их скачка потенциала. При фиксированном токе  $j_e$  рост скачка приводит к увеличению

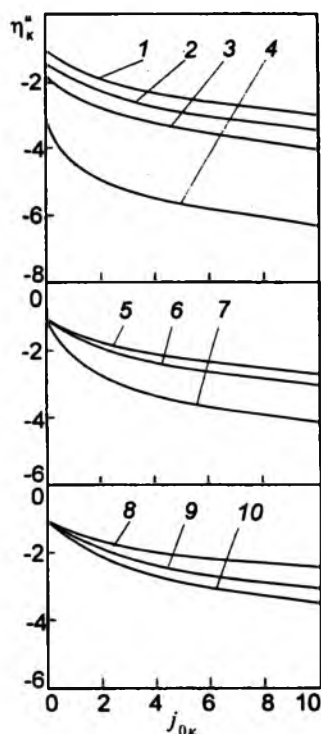
плотности плазмы, повышению ионного тока и соответственно  $d\varphi/dx$  и  $|dT_e/dx|$ , а также потока энергии теплопроводностью. При достижении током эмиссии определенного значения дальнейшее увеличение скачка становится неспособным отвести избыток подводимой за счет теплопроводности энергии, и решение с  $\Delta\varphi_k > 0$  перестает существовать. Остается решение только с  $\Delta\varphi_k < 0$ . Но в отличие от результатов на рис. 1 при  $\Delta\varphi_k < 0$  условия непрерывности выполняются при любом токе эмиссии. Вообще говоря, рост  $\Delta\varphi_k > 0$  и резкий переход к  $\Delta\varphi_k < 0$  с повышением эмиссии могут отсутствовать, так как ограничение эмиссионного тока, проходящего в плазму с увеличением  $j_{0k}$ , может начаться еще при  $\Delta\varphi_k > 0$  за счет появления немонотонного распределения потенциала вблизи коллектора. В этом случае возможен плавный переход от  $\Delta\varphi_k > 0$  к  $\Delta\varphi_k < 0$ .

Для данного подхода характерно сильное влияние коэффициента прозрачности на скачок потенциала. Это обусловлено тем, что с уменьшением  $D_k$  при фиксированном токе увеличивается плотность плазмы на границе. Это приводит к росту кулоновского рассеяния, более интенсивному выхолаживанию плазмы электронами эмиссии и увеличению второго члена числителя в правой части соотношения (3). Рост плотности плазмы при  $\Delta\varphi_k > 0$  приводит к повышению ионного тока, градиента потенциала  $d\varphi/dx$  и, следовательно, первого члена числителя в правой части соотношения (3). В результате возрастает поток энергии теплопроводностью и согласно выражению (6) скачок потенциала. При  $\Delta\varphi_k < 0$  в соответствии с выражением (8)  $dT_e/dx = 0$ . Поэтому увеличение второго члена числителя в правой части соотношения (3) с ростом  $D_k$  должно быть скомпенсировано увеличением абсолютной величины отрицательного первого члена, что связано с уменьшением ионного тока. С учетом роста плотности плазмы это возможно за счет заметного увеличения ограничивающего ионный ток из плазмы скачка потенциала.

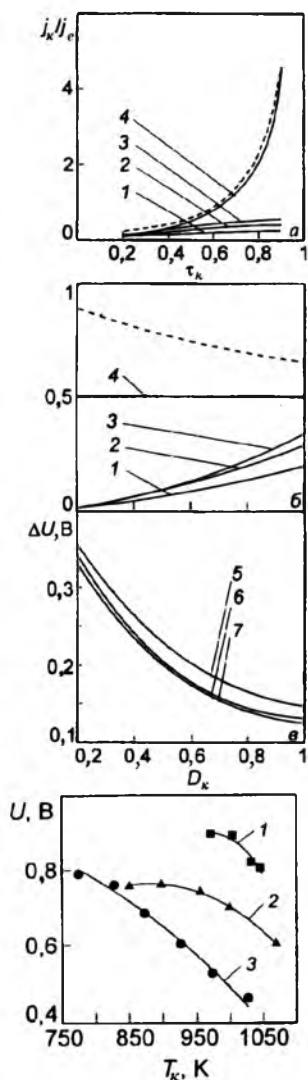
Следует обратить внимание на то, что учет нелинейного процесса кулоновского взаимодействия привел к тому, что зависимости  $\eta_k(\tau_k, j_{0k})$ , которые на рис. 1 были универсальными, на рис. 2, а стали дополнительно зависеть от  $P_{Cs}$  (см. рис. 2, б) и  $j_e$  (см. рис. 2, в).

Данные на рис. 2 приведены для случая, когда отсутствуют электроны эмиссии, отраженные от плазмы без изменения энергии, т.е.  $j_{ek} = -j_{0k}$  для  $\Delta\varphi_k > 0$  и  $j_{ek} = -j_{0k} \exp(-\eta_k'')$  для  $\Delta\varphi_k < 0$ . Такая ситуация, вероятно, реализуется при  $\Delta\varphi_k > 0$ , когда электрическое поле на границе ускоряет электроны в сторону эмиттера. При  $\Delta\varphi_k < 0$ , когда электрическое поле на границе меняет знак, могут появиться электроны, отраженные от плазмы обратно на коллектор без изменения энергии.

3. Влияние коэффициента прозрачности  $D_k$  на полезное напряжение. Суммарный поток энергии на коллектор  $Q_e = Q_e' + Q_{ek}$  при  $\Delta\varphi_k < 0$



Р и с. 2. То же, что на рис. 1, с учетом влияния релаксации по энергии на градиент температуры электронов в плазме при  $P_{Cs} = 666,5$  Па,  $j_e = 5$  А/см<sup>2</sup> и  $D_k = 1$  (1), 0,8 (2), 0,6 (3), 0,2 (4), при  $D_k = 1$ ,  $j_e = 5$  А/см<sup>2</sup>,  $P_{Cs} = 1333,3$  (5), 666,5 (6), 133,3 Па (7), при  $P_{Cs} = 666,5$  Па,  $D_k = 1$ ,  $j_e = 1$  (8), 5 (9), 10 А/см<sup>2</sup> (10)



Р и с. 4. Экспериментальные зависимости полезного напряжения от температуры коллектора при  $j_e = 4 \text{ А/см}^2$  для электродной пары  $\text{W}_{\text{Cl}}-\text{SM4}$ ,  $T_s = 1785 \text{ К}$ ,  $d = 0,44 \text{ мм}$ ,  $P_{\text{Cs}} = 266,6 \text{ Па}$  (1) (РНЦ «Курчатовский институт»),  $\text{W}_{\text{Cl}}-\text{Nb}-\text{O}_2$  (2) и  $\text{W}_{\text{Cl}}-\text{W}_{\text{Cl}}-\text{WO}_3$  (3),  $T_s = 1800 \text{ К}$ ,  $d = 0,5 \text{ мм}$ ,  $P_{\text{Cs}} = 193,3 \text{ Па}$  [5]

Р и с. 3. Проходящий в плазму ток с коллектора при  $D_k = 1$  (а),  $\tau_k = 0,5$  (б) с учетом и без учета при нулевом скачке потенциала (— —) влияния релаксации по энергии на градиент температуры электронов в плазме при  $P_{\text{Cs}} = 666,5 \text{ Па}$ ,  $j_e = 5 \text{ А/см}^2$  (1—3), оптимальном токе (4),  $J_{0k} = 1$  (1), 2 (2), 3 (3), уменьшение полезного напряжения за счет отклонения  $j_k/j_e$  от оптимального при  $P_{\text{Cs}} = 666,5 \text{ Па}$ ,  $j_e = 5 \text{ А/см}^2$  для  $J_{0k} = 1$  (5), 2 (6), 3 (7) (в)

$$Q_e = j_e \left( \frac{2kT_e}{e} + \varphi \right) + j_k \frac{2k}{e} (1 - r)(T_e - T_k),$$

где  $j_k = j_{0k} \exp(-\eta_k'')$  — проходящий в плазму ток эмиссии;  $r = (j_k + j_{ek})/j_k$  — часть электронов эмиссии, возвращающихся на коллектор из плазмы без изменения энергии.

Если потенциал  $\varphi$  отсчитывать от уровня Ферми коллектора, то  $Q_e$  — энергия, выносимая на коллектор за счет прохождения тока, ее минимальное значение соответствует максимальному полезному напряжению. Для заданных  $T_e$ ,  $T_k$  и  $r$  минимальной величине  $Q_e^{\min}$  соответствует оптимальное отношение

$$\left( \frac{j_k}{j_e} \right)_{\text{опт}} = \frac{T_k}{2(1 - r)(T_e - T_k)} = \frac{\tau_k}{2(1 - r)(1 - \tau_k)}.$$

Из рис. 3, а видно, что без учета влияния  $j_k$  на  $dT_e/dx$  отношение  $j_k/j_e$  мало отличается от оптимального, в то время как с учетом влияния имеется заметное отличие, которое сильно возрастает с уменьшением коэффициента прозрачности (см. рис. 3, б). Из рис. 3, в видно, что уменьшение коэффициента прозрачности, например, с 0,8, что характерно для поверхностей с адсорбированной пленкой цезия, до 0,2—0,4, что наблюдалось при дополнительном введении кислорода [4], может привести к снижению полезного напряжения при высокой температуре коллектора на 0,1—0,2 В. Во многих экспериментах с добавками кислорода, например, [5] наблюдалось даже большее уменьшение напряжения при высокой температуре коллектора по сравнению с термоэмиссионным преобразователем без добавок кислорода (рис. 4). Это свидетельствует о том, что влияние коллектора на его эффективность определяется не только работой выхода, но и коэффициентом прозрачности для электронов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бакшт Ф.Г., Дюжев Г.А., Коробова И.Л. и др. Низковольтная дуга в термоэмиссионных преобразователях. Сравнение теории с экспериментом. — Журн. техн. физики, 1968, т. 38, с. 1075—1094.
2. Кайбышев В.З. Влияние работы выхода и эмиссии коллектора на параметры ТЭП. — Атомная энергия, 1986, т. 60, вып. 4, с. 274—278.
3. Razor N. The important effect of electron reflection on thermionic converter performance. — In: 33 Intersociety Energy Conversion Engineering Conf., Colorado Springs, August 2—6, 1998.

4. Danielson L. Electron reflection from cesium-coated polycrystalline metals at low primary energies. — J. Appl. Phys., 1981, v. 52, p. 300.
5. Gunther B., Lieb D., Richmond C., Ruff F. Summary Report on Oxygen Additives. ThermoElectron Corp. № TE 4166-6-74, 1974, USA.

Поступила в Редакцию 24.03.2000

УДК 621.039.519

## РАДИАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОТРАБОТАВШЕГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА И ОТХОДОВ ПРИ НЕВОДНЫХ МЕТОДАХ ПЕРЕРАБОТКИ

*Адамов Е.О., Габараев Б.А., Ганев И.Х., Лопаткин А.В.,  
Муратов В.Г., Орлов В.В. (НИКИЭТ)*

В дополнение к традиционно рассматриваемому замкнутому ядерному топливному циклу, ориентированному на извлечение из отработавшего топлива плутония и его возврат в ЯТЦ, трансмутационный решает задачу достижения баланса биологической опасности отходов и извлеченного из недр сырьевого материала. Трансмутационный ЯТЦ включает дополнительные операции совместного извлечения с ураном при его добыче радия и тория — долгоживущих членов радиоактивного семейства урана с их трансмутацией, длительную контролируруемую выдержку отходов перед окончательным захоронением либо захоронение без выдержки с отложенным достижением радиационного баланса уже захороненных отходов, трансмутацию Am, Cm, возможно, Np и долгоживущих продуктов деления, рецикл конструкционных материалов, извлечение стронция и цезия для полезного использования [1]. Новое поколение быстрых реакторов с полным воспроизводством плутония в активной зоне (КВА ~ 1) и не имеющих урансодержащих экранов позволяет реализовать принцип нераспространения плутония за счет исключения разделения урана и плутония на всех стадиях радиохимического передела отработавшего топлива, поскольку технической необходимости в таком разделении нет. Их топливный цикл может реализовать и идею достижения радиационного баланса между захораниваемыми долгоживущими компонентами отходов и потребляемым природным ураном. Исследования показали, что для достижения этой цели достаточно такой регенерации отработавшего топлива, при которой при выделении элементов в отходы направлялось не более 0,1% актиноидов, 1—10% — продуктов деления, Sr, Cs, I, Tc, Np, Cm. Время выдержки ТВС перед переработкой 1 год. Нептуний должен направляться в отходы с доведением до безопасной концентрации или на хранение для последующего использования, кюрий — для вне реакторной выдержки в течение 70—100 лет с последующим возвращением в реактор его долгоживущих изотопов и плутония — продукта распада короткоживущих.

В настоящее время изучается возможность удовлетворения перечисленным требованиям водной технологии, технологии расплавов фторидных солей, газотворидной, электролиза хлоридных или фторидных солей, металлургической и др. Разработаны принципиальные схемы каждой технологии, получены предварительные оценки возможности очистки топлива от продуктов деления и фракционирования отходов. В работе [2] показано, что каждая из них в большей или меньшей степени удовлетворяет поставленным требованиям.

Существенным моментом любой технологии переработки топлива является требование экономической эффективности при размещении производства на АЭС для обслуживания энергоблоков данной АЭС в целях исключения дальних перевозок топлива и высокоактивных веществ, а также внешних по отношению к АЭС хранилищ свежего и отработавшего топлива.

В отраслевой программе [3] выдвинуты следующие требования к радиохимической технологии: