

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ КОНВЕРТЕРОВ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ

В.И. Никифоров, В.Л. Уваров, В.Ф. Жигло

*Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт",
Харьков, Украина*

E-mail: zhiglo@kipt.kharkov.ua

Анализируется нагрев элементов конвертера γ -излучения пучком электронов. Описана методика расчета допустимой плотности тепловыделения в условиях охлаждения проточной водой без кипения. Результаты иллюстрируются численным расчетом танталового конвертера для производства медицинских изотопов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Разнообразие технологических и научных приложений тормозного излучения не позволяет предъявить общие требования к конструкции его источника - конвертера электронного пучка в фотоны.

Ограничимся рассмотрением конвертеров для фундаментальных физических экспериментов и прецизионных радиационных технологий, например, исследование фотоядерных реакций и производство чистых изотопов для медицины.

Характерными требованиями к фотонному пучку здесь являются небольшой энергетический разброс, высокая плотность и интенсивность потока. Это ограничивает пластины для торможения электронов небольшой толщиной и все же вызывает высокую плотность тепловыделения. Таким образом, предельные параметры конвертеров определяются возможностями их охлаждения.

Как и во всех технических решениях, здесь требуется учет стоимости и затрат при эксплуатации. Это особенно актуально для установок технологического назначения, наиболее дешевым охладителем для которых является вода. Исходя из экономических соображений, будем считать, что охлаждающая вода дистиллирована обычным образом и не требует специального кондиционирования. Это исключает применение некоторых эффективных средств охлаждения, например, пористых сред [1] или микроканалов, отдавая преимущество плоско-параллельным гидравлически гладким зазорам. Известно [2], что охлаждение водой характеризуется кризисом теплопередачи при ее кипении, поэтому будем считать максимальной температуру поверхности 100°C .

2. АНАЛИТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ

Незначительный нагрев поверхности пластин позволяет ограничиться решением линейной задачи теплопроводности:

$$\rho C dT/dt = \lambda \operatorname{div}(\operatorname{grad}T) + Q(r, t), \quad (1)$$

$$T(0, r) = \theta(r), \quad \lambda n \operatorname{grad}T|_s = \alpha (T - T_0)|_s.$$

Здесь ρ - плотность, C - теплоемкость, λ - теплопроводность T - температура пластины, t - время в точке с радиусом-вектором r , n - вектор нормали к граничной поверхности S , α - коэффициент теплопередачи, T_0 - средняя температура воды на оси ка-

нала охлаждения, $Q(r, t)$ - плотность тепловыделения.

Разнообразие функций Q , встречающихся на практике, требует применения численных методов для решения уравнения (1). Основной интерес при этом представляет максимальная температура, поэтому временная область задачи должна быть значительно больше времени тепловой релаксации, что может составлять несколько секунд. Связанная с этим длительность счета затрудняет обобщение результатов, а также может быть причиной расхождений решения из-за накопления ошибок вычислений. Однако, пластины конвертера обычно имеют плоско-параллельную форму, что позволяет делать аналитические оценки, необходимые для качественного понимания процессов и сокращающие объем вычислений.

2.1. ИМПУЛЬСНОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

Если предположить, что температура пластины до включения теплового источника Q равна температуре охлаждающей воды T_0 , то последующее ее изменение можно записать в виде [3]:

$$T(r, t) = T_0 + \sum_k \frac{\Psi_k(r)}{|\Psi_k|^2} \int_{V'} \int_{t'} \Psi_k(r) Q'(r, \tau) \exp(a\gamma_k^2(t - \tau)) dV d\tau, \quad (2)$$

где Ψ_k , и γ_k - собственные функции и собственные числа пластины, а $Q'(r, t) = Q(r, t)/\rho C$.

Обозначим $T(r, t) - T_0 = \theta(r, t)$ и разделяя переменные: $Q'(r, t) = f(t)\Phi(r)$, проинтегрируем (2) по времени, считая $f(t)$ периодической $f(t) = f(t + T)$. В установившемся состоянии $nT = \infty$ и $\delta \leq T$ получим:

$$\theta(r, T + \delta) = \sum_k \Xi_k(r) \exp(-a\gamma_k^2\delta) \left[\frac{1}{\exp(a\gamma_k^2T) - 1} \times \int_0^T f(\tau) \exp(a\gamma_k^2\tau) d\tau + \int_0^\delta f(\tau) \exp(a\gamma_k^2\tau) d\tau \right]. \quad (3)$$

Если представить $f(t)$ прямоугольными импульсами высотой $A = Q(0, 0)$ (Рис.1), считая $\Phi_{\max} = \Phi(0)$, $\Phi(0) = 1$, то нагрев в течение импульса длительностью τ_p равен: $\Delta\theta_p = \theta(r, T + \tau_p) - \theta(r, T)$.

$$\Delta\theta_p = \sum_k \Xi_k(r) \frac{A'}{a\gamma_k^2} \left(1 - \exp(-a\gamma_k^2\tau_p) \right) \left[1 - \frac{\exp(a\gamma_k^2\tau_p) - 1}{\exp(a\gamma_k^2T) - 1} \right].$$

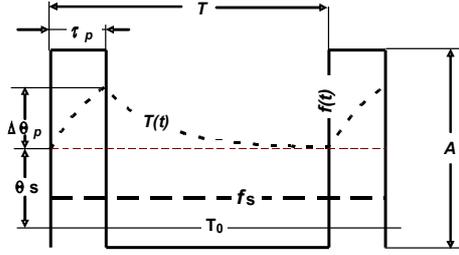


Рис.1. Тепловыделение $f(t)$ и температура $T(t)$ в установившемся состоянии

Величина $1/a\gamma_1^2$ имеет смысл времени установления температуры τ . При условиях $\tau_p/T \ll 1$ и $a\gamma_1^2 T \ll 1$, (5) получим: $\Delta\theta_p(0) = \sum_k \Xi_k(0) A' \tau_p = A' \Phi(0) \tau_p$, что выражает малую утечку тепла за время импульса. Очевидно, что $\theta(r, T)$ соответствует минимальной температуре пластины, которая, в силу периодичности $f(t)$, не зависит от времени. Поэтому при вычислении $\Theta(T)$ функцию $f(t)$ можно заменить постоянной величиной f_s . Соответствующая мощность стационарного источника будет равна:

$$Q_s(r) = f_s \Phi(r),$$

где $f_s = \text{const}$ и может быть определена из условия

$$\theta_s(r) = \theta(r, T).$$

Для прямоугольных импульсов высотой A получим:

$$f_s = A \frac{\sum_k \Xi_k(r) \frac{\exp(a\gamma_k^2 \tau_p) - 1}{a\gamma_k^2 \exp(a\gamma_k^2 T) - 1}}{\sum_k \Xi_k(r) \frac{1}{a\gamma_k^2}}. \quad (6)$$

Из (6) следует, что f_s должна быть функцией координат. Это означает, что можно найти постоянную f_s , дающую лишь приближенные значения минимальной температуры. Ограничив суммы (6) первым членом, получим:

$$f_s = A \frac{\exp(a\gamma_1^2 \tau_p) - 1}{\exp(a\gamma_1^2 T) - 1}, \quad (7)$$

а при условии (5): $f_s = A \tau_p / T$ - часто употребляемое определение средней мощности. Использование средней мощности f_s позволяет значительно сократить время счета. Процесс решения в этом случае заключается в численном решении статической задачи с функцией тепловыделения $\Phi(r) f_s$. Затем полученное решение подставляется в качестве начального условия в нестационарную задачу (1) с заданным импульсным источником $\Phi(r) f(\tau)$, которая решается лишь на одном периоде T .

Допускаемую ошибку нельзя получить аналитически, но она может быть снижена в отдельных, наиболее важных точках пластины. Для этого необходимо ввести поправку в f_s , устраняющую расхождение с численным расчетом в выбранной точке. Величина поправки, например, при расчете температуры в центре титановой фольги толщиной 50 мкм, составляет 5%.

Полагая $\delta = 0$ и выполняя интегрирование в (3) от 0 до T , для $f(t)$ в виде прямоугольников, получим

(4) минимальную температуру $\theta(r, T) = \theta_s(r)$, совпадающую, в первом приближении, с решением статической задачи с функцией источника f_s .

$$\theta_s(r) = \sum_k \Xi_k(r) \frac{A \exp(a\gamma_k^2 \tau_p) - 1}{a\gamma_k^2 \exp(a\gamma_k^2 T) - 1}. \quad (8)$$

Ограничиваясь первым членом в суммах (4) и (8), найдем отношение $\xi = \Delta\theta_p / \Theta_s$:

$$\xi = [1 - \exp(-a\gamma_1^2 \tau_p)] \left[\frac{\exp(a\gamma_1^2 T) - 1}{\exp(a\gamma_1^2 \tau_p) - 1} - 1 \right], \quad (9)$$

которое для пластин из Ti показано на Рис.2.

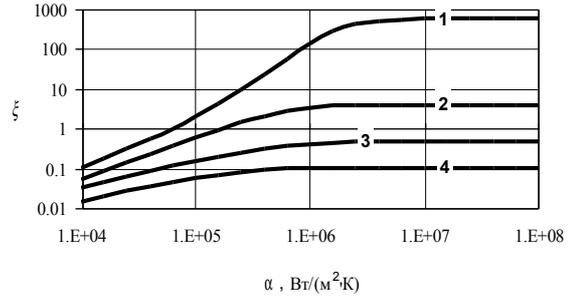


Рис.2. Коэффициент импульсного повышения температуры пластины.

1 - толщина пластины 0.5 мм; 2 - 1 мм; 3 - 2 мм; 4 - 4 мм; $T = 1/150$ с, $\tau_p = 3.5$ мкс

2.2. ОГРАНИЧЕНИЕ ТЕПЛОВОЙ НАГРУЗКИ ПЛАСТИН КИПЕНИЕМ ВОДЫ

Под тепловой нагрузкой $q(r)$ пластины толщиной δ_{pl} , охлаждаемой с двух сторон, будем понимать величину $Q_s(r) \cdot \delta_{pl} / 2$. При аксиально-симметричной функции тепловыделения $\Phi = \Phi(r)$, максимум $q(r)_{\max} = q(0)$. Обозначим $q(0) = q_m$, тогда $q_m = A f_s \cdot \delta_{pl} / 2$. Из закона сохранения теплового потока следует, что в стационарных условиях для однородной функции $\Phi = \text{const}$ в тонкой пластине $q_m = q_s$, где q_s - плотность потока на поверхности. Ограничение температуры поверхности θ^{lim} кипением воды ограничивает и плотность тепловыделения, так как $\alpha \theta^{\text{lim}} = q_s^{\text{lim}}$. Зависимость $\Phi = \Phi(r)$ приводит к возникновению радиального потока тепла, уменьшающего плотность потока и, следовательно, температуру охлаждаемой границы. Этот эффект можно учесть, введя поправку $\omega = q_{sm} / q_m$, где $q_{sm} = q_s(0, \delta_{pl})$. Параметр ω зависит от геометрических размеров пластины и степени неоднородности функции $\Phi(r)$.

Расчеты потерь энергии электронов в пластинах конвертера с помощью программного пакета PENELOPE [4] показали, что функция тепловыделения $\Phi(r)$ может быть представлена в виде $\Phi(r) = A \cdot \exp(-r^n / R_{ef}^n)$. Параметр распределения R_{ef} , соответствующий 60...70% потока тепла, можно назвать эффективным радиусом нагрева. Тогда характеристикой неоднородности тепловыделения является параметр R_{ef} / δ_{pl} . Поскольку q_{sm} удовлетворяет статическому уравнению теплопроводности, параметр ω инвариантен по числу $Bi = \alpha \delta_{pl} / \lambda$.

На Рис.3 приведены результаты численного расчета параметра ω по функции тепловыделения в Та, полученной с помощью PENELOPE.

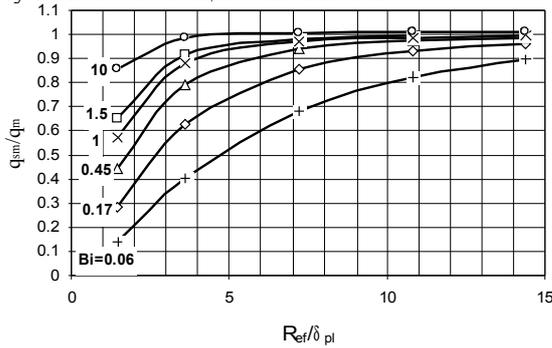


Рис.3. Снижение плотности теплового потока на охлаждаемой поверхности при различных числах Bi

Можно видеть, что в области $Bi \geq 1$ и $Re_{eff}/\delta_{pl} \geq 5$ с точностью $\leq 10\%$ $q_{sm} = q_m$. Это позволяет достаточно просто определять α по заданной величине A при условии (5).

Пусть максимальный нагрев поверхности $\Theta(0, \delta_{pl}, T + \tau_p) = \theta^{lim}$, тогда $\theta^{lim} = \Theta_s(0, \delta_{pl}) + \Delta\Theta_p(0, \delta_{pl})$ (Рис. 1) или $\Theta_s(0, \delta_{pl}) = \theta^{lim} - A\tau/\rho C$. Определим α как $\Theta_s(0, \delta_{pl}) \cdot \alpha = q_{sm}$, где с учетом (5) $q_{sm} = (\tau/T)A\delta_{pl}/2$. Тогда:

$$\alpha = \frac{A\delta_{pl}\tau}{2T(\theta^{lim} - A\tau/\rho C)} \cdot \quad (10)$$

Зададим, например, для пластины Та толщиной 1 мм $Re_{eff}/\delta_{pl} = 7.2$, $\tau_p = 3.5 \cdot 10^{-6}$ с, $T = 1/150$ с, $\theta^{lim} = 63^\circ$ С, $T_0 = 30^\circ$ С. Из (10) получим $\alpha = 5 \cdot 10^4$ Вт/(м²·К). Численное решение задачи дает $\alpha = 4.6 \cdot 10^4$ Вт/(м²·К).

Чтобы получить допустимую плотность тепловыделения необходимо отказаться от условия (5). Тогда в первом приближении:

$$Q^{lim} = \frac{2\alpha\theta^{lim} \exp(\alpha\gamma_1^2 T) - 1}{\omega(Bi)\delta_{pl}(1 + \xi)} \cdot \quad (11)$$

Соотношение (11) для пластин из Та показано на Рис.4. В качестве максимальной принята температура поверхности 100° С или $\theta^{lim} = 70^\circ$ С, соответствующие кипению воды при атмосферном давлении.

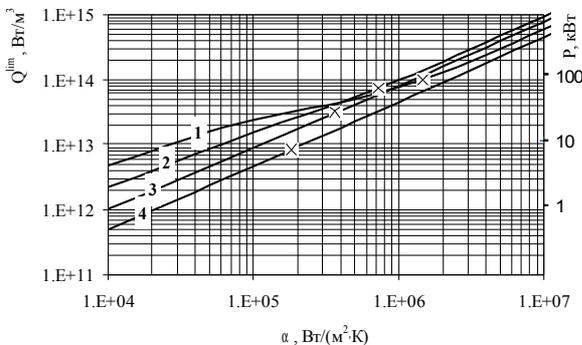


Рис.4. Допустимые плотность тепловыделения Q и средняя мощность пучка P для пластин из Та толщиной: 1 - 0.5 мм; 2 - 1 мм; 3 - 2 мм; 4 - 4 мм; x - остаточная деформация 0.2%

Уменьшение толщины пластин для увеличения допустимой плотности тепловыделения по кипению, как видно из Рис.8, эффективно до $\delta_{pl} = 1$ мм. Относительное снижение допустимой плотности тепловыделения для $\delta_{pl} = 0.5$ мм при $\alpha > 4 \cdot 10^5$ Вт/(м²·К), происходит за счет увеличения импульсной температуры, как следует из (9) и Рис.2.

2.3. ДОПУСТИМАЯ ТЕМПЕРАТУРА ПЛАСТИНЫ

Повышение температуры центра пластины T_c при большой плотности тепловыделения приводит к возникновению термоупругих напряжений, деформирующих ее или разрушающих.

В соответствии с Рис. 4, увеличение допустимого тепловыделения требует уменьшения толщины пластин. Будем считать их настолько тонкими, что выполняется условие $Re_{eff}/\delta_{pl} \gg 1$. Тогда можно положить, что вблизи центра пучка электронов температура изменяется только по толщине пластины. Это позволяет в задаче термоупругости использовать плоское приближение, согласно которому [5]:

$$\sigma_x = \sigma_y = -\frac{E\alpha_T(T_c - T_{sm})}{1 - \nu}, \quad (12)$$

где σ_x, σ_y – напряжения в плоскости пластины, E – модуль упругости, α_T – коэффициент линейного теплового расширения, ν – коэффициент Пуассона, T_c – температура центра пластины, T_{sm} – максимальная температура ее поверхности.

Если в качестве критерия допустимого напряжения принять остаточную деформацию 0.2%, то допустимым перепадам $T_c - T_{sm}$ для наиболее распространенных материалов конвертеров - W, Mo, Та будут соответствовать 289.4, 226, 210° С.

Введем относительные переменные $r' = r/\delta_{pl}$, $z' = z/\delta_{pl}$ и относительную температуру $W = (T - T_{sm})/(T_{sm} - T_0)$. Рассмотрим статическую тепловую задачу, которая в этих переменных и с экспоненциальной функцией $\Phi(r')$ принимает вид:

$$\Delta W(r', z') = 2Bi \cdot \omega(Bi) \cdot \exp\left[-\left(\frac{r'\delta_{pl}}{R_{eff}}\right)^n\right] \quad (13)$$

$$-\frac{\partial W(r', 1)}{\partial z'} = Bi \cdot [W(r', 1) + 1]. \quad (14)$$

Рассмотрим предельные возможности охлаждения, т.е. $\alpha > 10^5$ Вт/(м²·К), при которых $Bi > 1$, а следовательно $\omega(Bi) \approx 1$. Тогда численное решение (13), (14) $W(0, \delta_{pl}/2) = W_c$ для пластины можно выразить зависимостью:

$$W_c(Bi) = 0.25Bi^{1.007}, \quad (15)$$

которая при $2 < n < 3$ очень слабо зависит от Re_{eff}/δ_{pl} . Уравнение (15) получено путем решения статической тепловой задачи. Однако, используя соотношение $\Delta\Theta_p = \xi\Theta_s$, которое в первом приближении не зависит от координат, можно легко показать, что (15) применимо и для импульсного значения W_c .

Приведенный метод позволяет определить допустимое число Bi по температуре центра. Принимая, например для Та, $T_c - T_{sm} = 210^\circ$ С при $T_0 = 30^\circ$ С,

$T_{sm} = 100^\circ\text{C}$ и $\delta = 1$ мм, получим $W_c(Bi) = 3.23$. Отсюда, используя (15), получим $Bi = 12.7$. Далее, используя определение числа Bi , найдем $\alpha = 7.3 \cdot 10^5$ Вт/(м²·К). Плотности потока, соответствующие таким значениям α , отмечены на Рис.4 крестом.

2.4. ВРАЩЕНИЕ ПЛАСТИН

При вращении пластин конвертера относительно пучка электронов его смещением на пластине в течение импульса можно пренебречь. Тогда Φ в системе координат пластины можно представить в виде суммы функций импульсных источников, расположенных равномерно на окружности радиуса R_d (Рис.6). Моменты включения источников будут сдвинуты на период повторения импульсов ускорителя T , а периодичность их включения $T_{tr} = K \cdot T$, где K - наименьшее кратное отношения периодов вращения пластины и повторения импульсов: T_r/T . Решение задачи, таким образом, сводится к моделированию массива поочередно включаемых источников и к замене в аналитических оценках $T \rightarrow T_{tr}$.

Отсутствие кратности в отношении периодов приводит к широкому диапазону T_{tr} , $T_r \leq T_{tr} \leq \infty$. Наряду с этим, $T_r \gg T$ по техническим причинам. Как следует из формул (7) и (9), это приводит к снижению минимальной температуры пластины и возрастанию роли импульсного нагрева, эффекту, подобному уменьшению толщины пластины.

Максимальная эффективность вращения достигается при смещении пластины на величину $\sim 2R_{ef}$ между импульсами пучка. Этому соответствует угловая скорость вращения $f_r^{max} = R_{ef}/(\pi R_d T)$. При частотах $f_r \geq f_r^{max}$ пучок не перекрывает область, нагретую предыдущим импульсом, поэтому начальная температура импульсного нагрева $\theta_s \sim 0$, и нарастает незначительно при дальнейшем увеличении f_r . Существование оптимальной скорости вращения подтверждается численным расчетом (Рис.7).

3. ВОЗМОЖНОСТИ ОХЛАЖДЕНИЯ

Коэффициент теплопередачи α находят из выражения $\alpha = Nu\lambda/d_h$, где Nu - число Нуссельта [6]. Для наиболее эффективного охлаждения турбулентным потоком со скоростью V :

$$Nu = \frac{f/8 \cdot Re \cdot Pr}{1.07 + 12.7(f/8)^{1/2} [Pr^{2/3} - 1]}, \quad (16)$$

где $Re = Vd_h/\nu$ - число Рейнольдса, Pr - число Прандтля, d_h - гидравлический диаметр канала охлаждения, ν - кинематическая вязкость воды, f - коэффициент гидравлического сопротивления. Для прямоугольного канала шириной a и толщиной b : $d_h = 2ab/(a+b)$,

$$f = \left\{ 1.8 \log \left[\frac{6.9}{Re} + \left(\frac{\varepsilon}{3.7d_h} \right)^{1.11} \right] \right\}^{-2}, \quad (17)$$

где ε - высота микровыступов на поверхности.

При $Re_e > 70$ течение переходит в режим с развитой шероховатостью, для которого:

$$Nu_r = \frac{(f/8) \cdot Re \cdot Pr}{1 + (f/8) \cdot (4.5Re_e^{0.2} \cdot Pr^{1/2} - 8.48)}, \quad (18)$$

где $Re_e = Re \cdot (\varepsilon/d_h) \cdot (f/8)^{1/2}$.

На Рис.5 приведена зависимость α (V , b) при $\varepsilon = 20$ мкм. Увеличение α при переходе к режиму с $Re_e > 70$ условно отображается в виде скачка α , ввиду отсутствия зависимости α в переходной области.

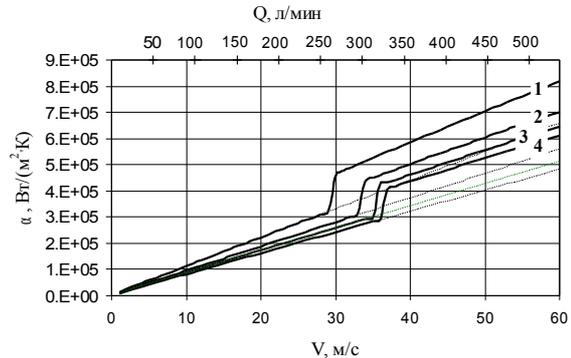


Рис.5. Зависимость коэффициента теплопередачи α от скорости V и расхода Q воды.

Зазор между пластинами: 1 - 0.5 мм, 2 - 1 мм, 3 - 1.5 мм, 4 - 2 мм

По второй оси отложены значения расхода воды для конвертера с пластинами 30×30 мм, суммарной толщиной 4 мм. Обеспечение скоростей 30 м/с и 60 м/с требует давлений воды более $4.5 \cdot 10^5$ Па и $19 \cdot 10^5$ Па, при мощности насосов 2 кВт и 16 кВт соответственно. Наряду с этим, достижения таких скоростей потока связано с проблемами кавитации. Учитывая это и данные Рис.4 и Рис.5, можно утверждать, что ограничение плотности тепловыделения в конвертерах с плоско-параллельными пластинами связано с энергозатратами и техническими проблемами в системе охлаждения.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА КОНВЕРТЕРА ПУЧКА МОЩНОСТЬЮ ДО 10 кВт

Конвертер рассчитан на пучок электронов с энергией 40 МэВ, импульсным током 0.4 А, длительностью импульса 3.5 мкс, частотой повторения импульсов 150 Гц и предназначен для производства медицинских изотопов [7]. Исследовались две модели - с вращающимися и стационарными пластинами, схематически показанные на рис. 6.

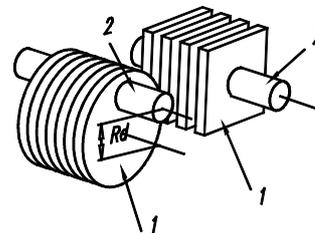


Рис.6. Конвертер с вращающимися (слева) и стационарными (справа) пластинами

Конвертер состоит из 4-х пластин (1) толщиной 1 мм, установленных с зазорами 1 мм, между которыми пропускается вода, 2 - положение пучка. На Рис.7 показана зависимость температуры на поверхности от скорости вращения пластин. Вращение пластин позволяет увеличить плотности тепловыделения в 5.8 раза. Стабилизация максимальной температуры при

увеличении скорости вращения сопровождается образованием нагретых пятен (Рис.8) - явлением, отмеченным в п.2.4. Допустимая расчетная плотность тепловыделения на вращающихся пластинах составила $5.4 \cdot 10^{13}$ Вт/м³ при расходе воды 20 л/мин. На неподвижных пластинах 30×30×1 мм получены значения, соответственно $9.3 \cdot 10^{12}$ Вт/м³, 60 л/мин.

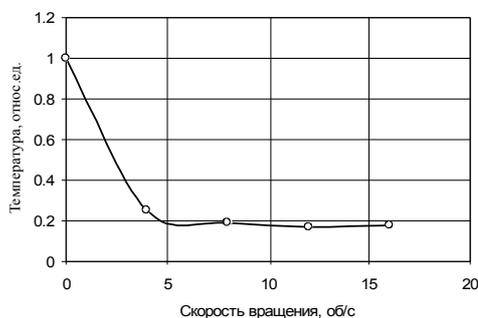


Рис. 7.

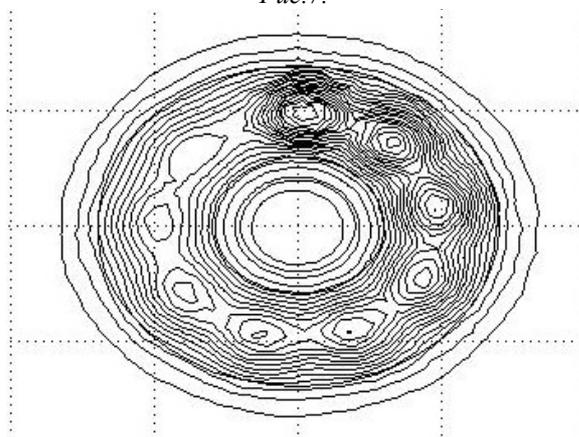


Рис. 8. Неоднородность нагрева при $f_r = 12 \text{ с}^{-1}$

ВЫВОДЫ

Как показывает проведенный анализ, максимальная мощность конвертируемого пучка ограничена импульсным нагревом пластин. Оптимальной

конструкцией конвертера технологических установок является набор пластин толщиной 0.5...1 мм. Мощность конвертируемых пучков технологических ускорителей ограничена мощностью, потребляемой системой охлаждения.

Авторы благодарят инженеров Е.З. Биллера, Г.Е. Тарасова и В.А. Попенко за консультации.

Работа поддержана УНТЦ, проекты №№ 3151 и P228.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Субботин, В.В. Харитонов. Теплофизика охлаждаемых лазерных зеркал // *Теплофизика высоких температур*. 1991, т.29, №2, с.365-375.
2. А.В. Болгарский, Г.А. Мухачев, В.К. Щукин. *Термодинамика и теплопередача*. Москва: «Высшая школа». 1975, с.405-412.
3. Э.М. Карташов. *Аналитические методы в теории теплопроводности твердых тел*. Москва: «Высшая школа». 2001, с.1-549.
4. F. Salvat, J.M. Fernández-Varea and J. Sempau. *PENELOPE-2006 A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport*. 2006, OECD Nuclear Energy Agency, Issy-les-Moulineaux, France.
5. А.Д. Коваленко. *Основы теории термоупругости*. Киев: «Наукова думка». 1970, с.204.
6. John H. Lienhard. *A Heat Transfer Text Book*. 3-th Edition, Cambridge - MA: «Flogiston Press», 1961, с.2002, Copy version 1-05, June 2002.
7. А.Н. Довбня, Г.Д. Пугачев, Д.Г. Пугачев и др. Получение мощных фотонных пучков для наработки медицинских радионуклидов // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Ядерно-физические исследования»* (31,32). 1997, №4,5, с.154-156.

Статья поступила в редакцию 08.09.2007 г.

THERMOPHYSICAL ANALYSIS OF HIGH-POWER BREMSTRAHRUNG CONVERTERS

V.I. Nikiforov, V.L. Uvarov, V.Ph. Zhiglo

Heating of elements of the γ -radiation converter by an electron beam is analyzed. The method of simulation of allowable heat density release in elements of the converter is given under their cooling by flowing water without boiling. Simulations of the Ta converter for the medical isotopes production illustrate the obtained results.

ТЕПЛОФІЗИЧНИЙ АНАЛІЗ КОНВЕРТЕРІВ ГАЛЬМІВНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ВЕЛИКОЇ ПОТУЖНОСТІ

В.І. Нікіфоров, В.Л. Уваров, В.Ф. Жигло

Аналізується розігрів елементів конвертеру γ -випромінювання пучком електронів. Описана методика розрахунку припустимої густини тепловиділення в умовах охолодження проточною водою без кипіння. Результати ілюструються чисельним розрахунком танталового конвертеру для виробництва медичних ізотопів.