

УДК 583.4+533.95

КРИТИЧЕСКАЯ ПЛОТНОСТЬ ТОКА В РЕЛЬСОВЫХ УСКОРИТЕЛЯХ С КОМПОЗИТНЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

С. В. Станкевич, Г. А. Швецов

*Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН,
630090 Новосибирск*

При анализе физических факторов, ограничивающих работу рельсового ускорителя твердых тел с плазменным поршнем, оказалось удобным проводить их сравнение, используя понятие критической плотности тока I_*/b (I_* — ток в цепи, b — ширина электродов), выше которой начнут проявляться эти факторы. По-видимому, впервые на это обратили внимание авторы работы [1]. Оценки показывают [1, 2], что наименьшее значение I_*/b получается из условия, чтобы протекающий в цепи ток не приводил к плавлению электродов и как следствие к высокой эрозии. Оценки I_*/b для однородных материалов оказались столь низкими, что поставили под вопрос идею достижения высоких скоростей частиц в этой схеме ускорения или, по крайней мере, в простом одномодульном ускорителе, работающем по этой схеме.

При анализе возможностей увеличения I_*/b возникает вопрос, насколько перспективным может оказаться для этой цели использование композитных материалов. Предпосылки для увеличения I_*/b видятся в известном факте высокой эрозионной стойкости композитных материалов в сильноточных коммутаторах (1,5–3 раза превышающей стойкость вольфрама) и в предположении, что в рельсовом ускорителе плазменный поршень взаимодействует с электродами так же, как в сильноточных коммутаторах [3]. В ряде работ сообщалось о применении в экспериментах электродов, плакированных тугоплавкими материалами W-Cu, W/Re-Cu, Mo-Cu и др. [4–8]. Отмечалось, что плакированные электроды (W-Cu, W/Re-Cu) значительно лучше неплакированных при использовании в одинаковых условиях в рельсовом ускорителе. Заметим, что в настоящее время экспериментальные исследования с композитными электродами в рельсовых ускорителях еще не достигли уровня, на котором возможны достаточно широкие обобщения. Большинство экспериментов носит частный характер. Отсутствует и теоретический анализ поведения композитных электродов в условиях сильноточных электрических разрядов.

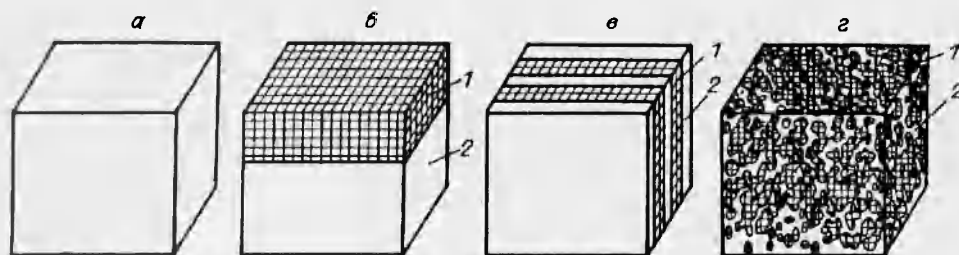


Рис. 1

Цель настоящей работы — изучение возможности увеличения критической плотности тока в рельсовых ускорителях с композитными элект-

тродами различной структуры (рис. 1, где a — однородный электрод, b — электрод с покрытием, c — электрод с вертикальным расположением слоев различных металлов 1, 2, z — композитный электрод, состоящий из смеси частиц).

Прежде чем перейти к анализу этой возможности, необходимо сделать замечание: очевидно, что выбор материала электрода не сводится только к поиску материалов с наибольшим для них значением критической плотности тока. В реальных условиях приходится учитывать технологические проблемы, связанные с изготовлением электродов, и эксплуатационные, в том числе и связанные с возможностью многократного их использования.

1. Постановка задачи. Анализ возможностей увеличения критической плотности тока при переходе к композитным электродам проведем на традиционной схеме рельсового ускорителя твердых тел с плазменным поршнем.

Введем систему координат, связанную с одним из электродов так, что оси x, y лежат в плоскости его поверхности и направлены вдоль и перпендикулярно движению плазменного поршня, а ось z перпендикулярна плоскости его поверхности.

Будем считать, что изменение температуры электрода происходит только вследствие воздействия на него теплового потока из плазмы. Как показано в [2], пренебрежение изменением температуры из-за джоулева нагрева приводит к ошибке в определении температуры поверхности, обычно не превышающей нескольких процентов. Задача определения температуры в некоторой локальной окрестности точки x на поверхности электрода может рассматриваться как задача нагрева в общем случае неоднородного по теплофизическим свойствам полупространства $z \geq 0$ тепловым потоком q , действующим в течение времени Δt , равного времени прохождения плазменным поршнем над точкой x , и сводится к решению уравнения теплопроводности:

$$\begin{aligned} \rho c \frac{\partial T}{\partial t} &= \operatorname{div}(k \operatorname{grad} T), \quad T = T_0, \quad t = t_0(x), \\ -k \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} &= q, \quad T \Big|_{z \rightarrow \infty} = T_0, \quad T \leq T^*, \quad t_0(x) < t \leq t_0(x) + \Delta t(x). \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь предполагается, что в общем случае плотность ρ , теплоемкость c и теплопроводность k могут быть кусочно-непрерывными функциями точки x, y, z и зависеть от температуры; T_0 — начальная температура; $t_0(x)$ — время прихода плазменного поршня в точку x . Ограничение $T \leq T^*$ есть дополнительное требование, чтобы температура в любой точке на поверхности электрода в процессе ускорения не превысила некоторой критической температуры материала электрода (температуры плавления для однородного материала, температуры плавления или испарения для одного из компонентов композитного материала).

Следуя [2, 9], сделаем ряд предположений относительно свойств плазменного поршня и характера его взаимодействия с поверхностью электрода. Будем считать, что плазменный поршень движется как твердое тело с постоянными массой, длиной l и электрическим сопротивлением r . Пренебрежем изменением внутренней тепловой энергии в плазменном поршне и будем считать, что вся диссипирующая в нем энергия равномерно излучается через поверхность, ограничивающую объем, занимаемый плазмой. При этом вся излучаемая энергия полностью поглощается в канале рельсового ускорителя так, как если бы происходило излучение в вакуум.

Эти предположения позволяют установить простую связь между полным током I через плазменный поршень и интенсивностью q теплового

излучения с его поверхности:

$$q = \frac{\tau I^2}{S} \quad (1.2)$$

(S — площадь поверхности плазменного поршня).

Динамика движения плазменного поршня и ускоряемого тела определяется интегрированием уравнения движения:

$$m \frac{dv}{dt} = \frac{\lambda}{2} I^2. \quad (1.3)$$

Здесь λ — погонная индуктивность; m — суммарная масса плазмы и ускоряемого тела. Зависимость плотности тока от времени или от расстояния L , пройденного плазменным поршнем, может быть определена при совместном решении уравнений (1.1)–(1.3). Даже в простейшем случае (однородный электрод с постоянными теплофизическими параметрами) решение этой задачи может быть получено только посредством численных вычислений.

2. Масштабные соотношения. Разобьем поверхность электрода в направлении движения x на одинаковые отрезки длиной l , равной длине плазменного поршня. Будем считать полный ток I ; постоянным при движении дуги в течение времени Δt_i между точками x_i и x_{i+1} , являющимися граничными для i -го интервала, при этом тепловой поток в точке x_i также будет постоянным. Потребуем, чтобы температура поверхности электрода только в точках x_i не превышала T^* .

Для изменения скорости и кинетической энергии на i -м отрезке с учетом сделанных допущений из (1.2) получим

$$v_{i+1} - v_i = \frac{\lambda}{2m} I_i^2 \Delta t_i. \quad (2.1)$$

$$m \frac{v_{i+1}^2 - v_i^2}{2} = \frac{\lambda}{2} I_i^2 l. \quad (2.2)$$

При постоянном тепловом потоке изменение температуры в некоторой характерной точке поверхности до значения T^* связано с амплитудой и длительностью теплового импульса соотношением (следующим из принципов подобия для задачи (1.1))

$$q_i \sqrt{\Delta t_i} = K(T^* - T_0, \eta_i), \quad (2.3)$$

где $\eta_i = \delta_i q_i / k_s T^*$ — безразмерный параметр; δ_i — характерный размер пространственных неоднородностей в структуре электрода в точке x_i ; k_s — масштабное значение коэффициента теплопроводности.

В соотношении (2.3) правая часть не будет зависеть от амплитуды импульса теплового потока, если выполняется одно из условий: 1) среда пространственно однородна, 2) характерный размер пространственных неоднородностей изменяется по мере ускорения плазменного поршня так, что $q_i \delta_i = \text{const}$, 3) $\delta_i \ll k_s T^* / q_i$ ($\eta = 0$). Пусть выполняется какое-либо из перечисленных условий и правая часть (2.3) не зависит от q , тогда из (1.2), (2.1)–(2.3) получим уравнение, связывающее значение скорости в точках x_i и x_{i+1} :

$$(v_{i+1} - v_i)(v_{i+1}^2 - v_i^2) = C \quad \left(C = 2l \left(\frac{\lambda S}{2m\tau} \right)^2 K^2 \right). \quad (2.4)$$

Это уравнение позволяет последовательно определить все значения v_i , начиная с v_0 , затем можно вычислить значения I_i , Δt_i , l_i , используя (2.1),

(2.2).

Очевидно, что значения v'_i и \overline{v}_i , полученные из решения (2.4) с различными правыми частями C^i и C , отношение которых равно β , будут связаны соотношением $v'_i = \beta^{1/3} \overline{v}_i$, если $v'_0 = \beta^{1/3} v_0$ или $v'_0 = v_0 = 0$. Если параметры рельсового ускорителя λ, l, m, r, S , входящие в правую часть (2.4), можно считать неизменными для электродов из различных материалов, то большую скорость на заданной дистанции ускорения L в режиме без эрозии можно достичь при использовании электродов с большим значением K . В этом случае, согласно (1.2), (2.1)–(2.4), имеем

$$\frac{v'_i}{\overline{v}_i} = \frac{t_i}{\overline{t}_i} = \frac{I'_i/b}{I_i/b} = \left(\frac{K'_i}{K_i} \right)^{2/3}. \quad (2.5)$$

Эти соотношения подобия позволяют оценить эффективность применения электродов из произвольного материала X по отношению к эталонному, например к традиционно применяемым медным электродам. Введем коэффициент α , характеризующий относительную термостойкость материала:

$$\alpha = \left(\frac{K_X(T_X^*)}{K_{Cu}(T_{Cu}^*)} \right)^{2/3}. \quad (2.6)$$

В этом случае, используя (2.5), (2.6), имеем

$$\left(\frac{I_*}{b} \right)_X = \alpha \left(\frac{I_*}{b} \right)_{Cu}, \quad v_X(x) = \alpha v_{Cu}(x). \quad (2.7)$$

Критической температурой для чистого металла будем считать его температуру плавления T_m . Значение K можно вычислить, применяя известное выражение, соответствующее случаю нагрева постоянным тепловым потоком полупространства с теплофизическими свойствами, не зависящими от температуры:

$$K = \sqrt{\pi \rho c k} (T_m - T_0)/2. \quad (2.8)$$

При этом если значения ρ, c, k металла взять при температуре $(T_0 + T_m)/2$, то в большинстве случаев ошибка не будет превышать 10% [10].

На рис. 2, 3 приведены зависимости $v(L)$, $I_*(t)/b$, полученные для медных электродов из (2.4), (2.8), при $\lambda = 0,3$ мкГн/м, $r = 1$ мОм, $m = 1$ г, сечении канала 1×1 см, цифры 1–3 отвечают $l = 5, 10, 15$ см. Соответствующие зависимости для произвольного материала при известном для него значении коэффициента α могут быть построены непосредственно по данным, представленным на рис. 2, 3, и соотношению (2.7).

В табл. 1 приведены значения α для ряда металлов. Видно, что только электроды из W, Mo, Ta, Re могут конкурировать с медными. Однако использование электродов из этих материалов не всегда возможно как по технологическим соображениям (трудности в изготовлении, обработке), так и по ряду дополнительных физических требований, которым должны удовлетворять электроды (способность выдерживать высокие импульсные механические и термические напряжения, высокая электропроводность, химическая стойкость и т. д.). Поэтому возникает интерес к электродам

Таблица 1

Металл	α
W	1,38
Mo	1,17
Re	0,99
Ta	0,99
Nb	0,89
Cr	0,87
Ni	0,78
Fe	0,69
Hf	0,60
Al	0,55

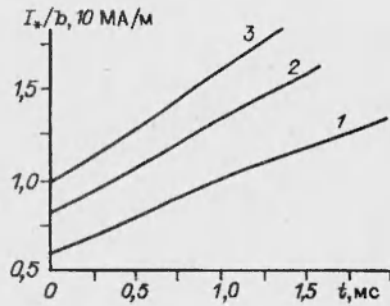


Рис. 2

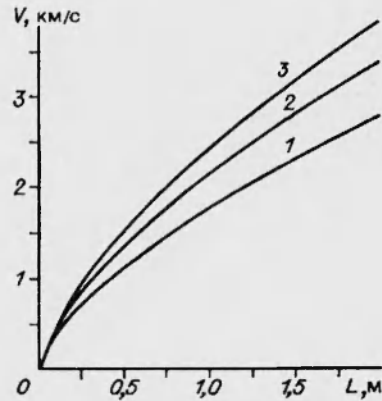


Рис. 3

из композитных материалов, обусловленный их более высокой технологичностью и, возможно, более высокой тепловой стойкостью.

3. Композитные электроды. Рассмотрим возможность увеличения тепловой стойкости электрода (что в обсуждаемой модели эквивалентно увеличению K) для композитных структур, представленных на рис. 1, б-г.

Будем предполагать наличие идеального теплового контакта между материалами и пренебрежем возможным химическим взаимодействием между различными компонентами композитного материала, приводящим к образованию интерметаллических соединений на межфазных границах, а также механическими движениями различных частей композитного электрода, связанными с его возможным частичным плавлением и воздействием высокой импульсной механической нагрузки.

А. Электрод с покрытием. Максимальное значение K для электрода с покрытием (рис. 1, б) будет достигаться при некотором значении δ_{opt} , определяемом из условия одновременности достижения поверхностью и границей раздела критических температур для материалов покрытия и основы. Отметим, что критическая температура на границе между материалами может в принципе превышать температуру плавления основы, при этом под покрытием будет появляться слой расплава, размер которого может значительно превысить толщину покрытия. В этом случае вероятно разрушение покрытия и резкий выброс расплава в межэлектродное пространство. Значение δ_{opt} зависит также и от амплитуды теплового потока, но, как уже отмечалось, если предполагать, что при перемещении плазменного поршня от точки x_i к точке x_{i+1} толщина слоя меняется как $\delta_{i+1} = \delta_i (I_i / I_{i+1})^2$, то значение K останется постоянным и при $\delta_0 = \delta_{\text{opt}}(I_0)$ будет равно максимально возможному значению для электрода с покрытием.

Значения δ_{opt} могут быть вычислены по следующим формулам: в отсутствие плавления

$$\delta_{\text{opt}} = k_1(T_{m1} - T_{m2})/q; \quad (3.1)$$

с плавлением и при условии, что глубина проплавления базового материала равна толщине покрытия,

$$\delta_{\text{opt}} = \frac{k_2 k_1 (T_{m1} - T_{m2})}{(k_1 + k_2)q}. \quad (3.2)$$

Значения δ_{opt} , вычисленные по формулам (3.1) и (3.2), в которых k_1 ,

k_2 соответствуют температурам $(T_{m_1} - T_0)/2$ и T_{m_2} , отличаются не более чем на 10 % от полученных при численном решении тепловой задачи (1.1).

На рис. 4 приведена зависимость коэффициента относительной термостойкости α для медных электродов с покрытием из молибдена (Mo-Cu) от безразмерной толщины покрытия δ при $q = 10^6$ Вт/см² (линии 1, 2 — без плавления медного электрода, 1, 3 — с плавлением на глубину, равную толщине покрытия).

В табл. 2 представлены максимальные значения α для медных электродов с различными покрытиями, вычисленные при условии, что температура на границе между материалами не превышает температуру плавления основы (α_1), и для случая, когда глубина расплава под покрытием равна толщине покрытия (α_2).

Б. *Вертикальное расположение слоев.* Другой простейший тип композитной структуры — это электрод, состоящий из чередующихся слоев двух различных материалов (первый и второй) с суммарной толщиной δ , относительными размерами слоев ϵ и $1 - \epsilon$, расположенными перпендикулярно поверхности электрода (рис. 1, в). Пусть для определенности первый материал имеет большую скорость нагрева по сравнению со вторым и большую температуру плавления. Очевидно, что, как и для электрода с покрытием, возникнет дополнительный отвод тепла от первого материала ко второму. Значение максимальной температуры на поверхности первого материала будет меньше по сравнению со случаем нагрева однородного материала и достигнет его температуры плавления при большем значении K . При фиксированном ϵ это увеличение K пропорционально структурному размеру δ .

Для второго материала в отличие от случая электрода с покрытием, наоборот, произойдет увеличение скорости нагрева, так как к действующему непосредственно на его поверхность тепловому потоку добавится тепловой поток от первого материала. Поэтому температура плавления второго материала в точке с максимальной для него температурой, расположенной на границе между материалами, будет достигаться при меньшем значении K . Следовательно, для такой структуры невозможно увеличение K , если требовать, чтобы оба материала оставались в твердой фазе за время теплового импульса. Однако можно предположить, что при плавлении второго материала остающийся в твердом состоянии каркас из первого материала будет препятствовать немедленному удалению расплава с поверхности электрода, и считать, что для такой структуры критической станет температура плавления материала, образующего каркас, или температура испарения более легкоплавкого материала. В этом случае максимальное увеличение K , как следует из качественного анализа, произойдет при $\delta \rightarrow 0$. Рис. 4 иллюстрирует это утверждение. Кривая 4 соответствует зависимости $\alpha(\delta)$ для слоистой Mo-Cu структуры при $\epsilon = 0,4$ и $q = 10^6$ Вт/см², полученной при численном решении тепловой задачи (1.1). В зависимости от δ значение K определялось либо по началу плавления молибденового слоя (большие значения δ), либо по достижению

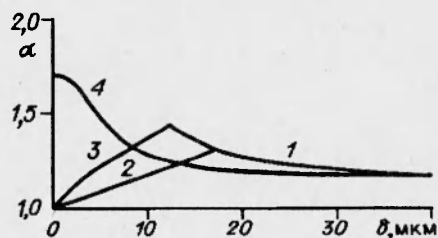


Рис. 4

Таблица 2

Биметалл	α_1	α_2
W-Cu	1,443	1,628
Ta-Cu	1,188	1,358
Mo-Cu	1,299	1,445
Re-Cu	1,197	1,344
Cr-Cu	1,124	1,202
Ir-Cu	1,282	1,441
Os-Cu	1,312	1,487
Nb-Cu	1,135	1,280

медным слоем температуры испарения меди. Видно, что максимум $\alpha(\delta)$ достигается при $\delta \rightarrow 0$.

В. Произвольная смесь. Качественные выводы, сделанные при обсуждении нагрева электродов с вертикальным расположением слоев, останутся справедливыми и для композитных материалов, состоящих из частиц произвольной формы (рис. 1,2).

Таблица 3

Композит	ε		
	0,25	0,5	0,75
	α		
Re-Cu	1,792	1,643	1,253
	1,417	1,160	0,992
Mo-Cu	1,825	1,622	1,399
	1,675	1,456	1,288
W-Cu	1,829	1,632	1,420
	1,720	1,509	1,339
Ta-Cu	1,781	1,528	1,241
	1,504	1,237	1,047
W-Mo	1,428	1,416	1,402
	1,426	1,413	1,400
W-Re	1,830	1,264	1,330
	1,126	1,182	1,263

Следовательно, если материал с большей скоростью нагрева не образует сплошного покрытия, то материал с меньшей скоростью нагрева будет всегда перегреваться и увеличение K возможно только в случае плавления материала. Причем максимальное увеличение K произойдет, когда максимальный размер частиц, образующих композит, станет много меньше величины теплового скин-слоя. При этом значение K не будет зависеть от теплового потока и может быть определено из решения одномерного уравнения теплопроводности с некоторыми усредненными статическими значениями теплофизических параметров, определяемыми составом и пространственной структурой смеси. В этом случае один из материалов, образующих композит,

должен оставаться в процессе нагрева в твердом состоянии и иметь структуру, позволяющую говорить о сохранении жесткого каркаса при плавлении другого материала; критической температурой будет меньшая из температур: температура плавления материала, образующего каркас, или температура испарения легкоплавкого материала.

Задача определения среднего статического коэффициента теплопроводности k_c для произвольной смеси двух материалов с объемным содержанием компонентов ε и $1 - \varepsilon$ и различными коэффициентами теплопроводности k_1, k_2 может быть решена, только если известна конкретная пространственная структура смеси. Однако эта теплопроводность не может быть меньше теплопроводности k_{\perp} слоистой среды из этих же материалов и с таким же объемным содержанием каждого материала при распространении тепла поперек слоев и не может быть больше теплопроводности k_{\parallel} этой же слоистой среды при распространении тепла вдоль слоев. Для k_{\perp}, k_{\parallel} можно записать выражения [11]

$$k_{\parallel} = \varepsilon k_1 + (1 - \varepsilon) k_2; \quad (3.3)$$

$$k_{\perp} = \left(\frac{\varepsilon}{k_1} + \frac{1 - \varepsilon}{k_2} \right)^{-1}. \quad (3.4)$$

Для объемной теплоемкости произвольного композита $(\rho c)_c$ справедливо выражение

$$(\rho c)_c = \rho_1 c_1 \varepsilon + \rho_2 c_2 (1 - \varepsilon). \quad (3.5)$$

Верхний и нижний пределы для коэффициента относительной термостойкости α , вычисленные при $\varepsilon = 0,25; 0,5$ и $0,75$ с использованием выражений для коэффициента теплопроводности (3.3), (3.4), представлены в табл. 3. Значения получены в результате численного решения тепловой задачи (1.1) с коэффициентами, определяемыми согласно выражениям

(3.3)–(3.5) и с учетом энтальпии плавления при фазовом переходе.

Проведенный анализ позволяет сделать вывод о перспективности применения композитных электродов в рельсовых ускорителях твердых тел. Проблема оптимизации структуры электрода должна рассматриваться независимо, однако предварительные оценки показывают, что электроды, полученные путем компактирования порошков, могут оказаться более перспективными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hawke R. S., Scudder J. K. Magnetic propulsion railguns: their design and capabilities // Megagauss Physics and Technology: Proc. 2nd Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, Wash., 1979. N.Y., 1980. P. 297–311.
2. Shvetsov G. A., Anisimov A. G., Bashkatov Yu. L., Chistyakov V. P. Railgun accelerators of macroparticles. Part I: General characteristics // Megagauss Technology and Pulsed Power Applications: 4th Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, Santa Fe, 1986. P. 775–794.
3. Jackson G. L., Farria L. K., Tower M. M. Electromagnetic railgun extended-life bore material test results // 3rd Symp. on Electromagnetic Launch Technology, Austin, 1986: Proc. P. 378–381.
4. Harding J. T., Kaplan R. B., Pierson H. O., et al. Chemically vapor deposited materials for railguns // Ibid. P. 392–395.
5. Shrader J. E., Bohn A. J., Thompson J. G. Railgun experimental results due to varying bore and arc materials, and varying the number of barrel turns // Ibid. P. 277–281.
6. Быков М. А., Джигайло Н. Т., Нестеренко В. М. и др. Экспериментальное определение коэффициента абляции электродов рельсовых ускорителей // Материалы 2-го Всесоюз. семинара по динамике силовоточного дугового разряда в магнитном поле, Новосибирск, 1991.
7. Vrable D. L., Rosenwasser S. N., Korican J. A. Design and fabrication of an advanced, lightweight, high stiffness railgun barrel concept // IEEE Trans. Magn., 1991. V. MAG-27, N 1. P. 470–475.
8. Shvetsov G. A., Anisimov A. G., Stankevich S. V., et al. Interaction between plasma piston and railgun electrodes // 8th IEEE Int. Pulsed Power Conf., San Diego, 1991: Proc. P. 771–777.
9. Powell J. D. Thermal-energy transfer from arc to rails in arc-driven rail gun // IEEE Trans. Magn. 1984. V. MAG-20, N 2. P. 395–398.
10. Belkin G. S., Kiselev V. Ya. On the selection of the average/mean values of the thermophysical parameters in calculating thermal processes at the contacts // Trans. MEI. High Voltage Engineering. 1972. V. 144. P. 83–85.
11. Charrier J.-M. Basic aspects of structure-property relationships for composites // Polymer Engineering and Science. 1975. V. 15, N 10. P. 731–746.

Поступила в редакцию 26/IX 1994 г.