УДК 534

КОМПОЗИТНЫЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ ЛАЙНЕР

Р. М. Зайдель

Москва

Рассматривается многослойный лайнер, изготовленный на основе композиции двух материалов с различной проводимостью. Доля компонентов в слоях изменяется так, что эффективная проводимость возрастает в направлении диффузии магнитного поля по специальному закону, позволяющему получить аналитическое решение. На конкретном примере показано, что с учетом плотности, теплоемкости и теплопроводности компонентов на основе температурного критерия можно получить лайнер, для которого допустимо на 30 % повысить амплитуду магнитного поля, в 1,6 раза увеличить скорость и в 2,7 раза — энергию по сравнению с исходным вариантом однородного металлического лайнера.

Введение. Электродинамические ускорители, в которых разгоняемое тело ускоряется давлением импульсного магнитного поля, разрабатываются в течение более сорока лет. С историей создания концентраторов магнитного поля, известных как магнитно-кумулятивные генераторы (МК-генераторы) типа МК-1 и МК-2, и основными принципами их работы можно ознакомиться в [1, с. 65–90].

Обстоятельное изложение теоретических исследований и конструкторских разработок МК-генераторов разных типов содержится в [2]. Итоги сорокалетней работы исследователей разных стран в области генерации и применения сверхсильных импульсных магнитных полей подведены в обзоре [3].

Как отмечается в [1], много внимания уделялось использованию систем типа МК-2 для метания металлических тел с космическими скоростями. В частности, сообщалось, что алюминиевое кольцо весом примерно 2 г удалось разогнать до скорости порядка 100 км/с, хотя при этом кольцо превращается в пар.

В обоих случаях — при обжатии начального магнитного поля в системах типа МК-1 и разгоне макрочастиц давлением магнитного поля — важным фактором, влияющим на получаемые результаты, являются плавление и испарение лайнера, обусловленные концентрацией магнитного поля и токов проводимости вблизи края лайнера, контактирующего с магнитным полем.

Одним из способов, позволяющих замедлить процесс нагрева лайнера до критической температуры, служит предварительное охлаждение лайнера до температуры жидкого водорода 15 К [4, с. 21]. Более точный учет различных факторов, влияющих на движение лайнера, требует применения ЭВМ [5, 6]. В ряде работ (см., например, [7, 8]) проводилось сравнение расчетов с экспериментом. Вопросы выбора оптимальных параметров лайнера рассматривались в работе [9]. В частности, заменяя материал лайнера, например медь на алюминий, согласно [9], можно увеличить скорость метания вдвое, а при замене алюминия на бериллий скорость возрастает еще в 1,5 раза.

Разогрев на границе можно уменьшить, если увеличить толщину скин-слоя, для чего проводимость материала лайнера должна возрастать в направлении диффузии магнитного поля. В работах [10–12] приведены аналитические решения модельных задач с проводимостью, зависящей от координаты по определенному закону. Показано, что при этом джоулево тепло, выделяемое на границе, уменьшается. Однако для начала абляции критическим параметром является температура, уменьшение же проводимости может сопровождаться уменьшением теплоемкости, например при использовании пористого металла. Поэтому при рассмотрении прикладных задач необходимо учитывать и другие характеристики материала лайнера — плотность, теплоемкость и теплопроводность. С учетом этих факторов в работе [13] численным способом определялись предельно достижимые скорости лайнера при условии, что температура не превышает критического значения (точки плавления или испарения), приведены некоторые результаты для биметаллического (вольфрам и бериллий) лайнера.

1. Выбор модели, расчет диффузии поля. Реализовать требуемый закон изменения проводимости $\sigma(x)$ по толщине лайнера можно разными технологическими способами. В качестве примера рассмотрим лайнер, состоящий из N слоев толщиной h, причем в i-м слое ($i = 1, 2, \ldots, N$) материал с большей проводимостью σ_1 имеет толщину a_i, а материал с меньшей проводимостью σ_2 имеет толщину b_i, так что $a_i + b_i = h$. Общая толщина лайнера $L = Nh$.

Объемная концентрация первого компонента в i-м слое $\alpha_i = a_i/h$, объемная концентрация второго компонента в i-м слое $\beta_i = b_i/h$, причем $\alpha_i + \beta_i = 1$. Координата x отсчитывается от левого края, где приложено магнитное поле $H_0(t)$, параллельное плоскости лайнера. Число слоев N и их толщина h должны быть такими, чтобы относительное изменение концентраций α_i, β_i при переходе от i-го слоя к соседнему было достаточно малым.

Известно [4], что проникновение импульсного магнитного поля в материал лайнера описывается уравнением диффузии

$$\frac{\partial H(x,t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\Big[D(x)\,\frac{\partial H(x,t)}{\partial x}\Big] \qquad (1.1)$$

при граничных условиях

$$H(x=0,t) = H_0(t), \qquad H(x=L,t) = 0. \qquad (1.2)$$

В уравнении (1.1) коэффициент диффузии $D(x)$ связан с проводимостью $\sigma(x)$ соотношением

$$D(x) = A/\sigma(x), \qquad (1.3)$$

где A — постоянная. Как отмечается в [4, с. 63], магнитные свойства материалов можно не учитывать, так как рассматриваются сильные магнитные поля, значительно превышающие поля насыщения. В гауссовой системе единиц $A = c^2/(4\pi)$, где c — скорость света. Объемная плотность джоулевых потерь в единицу времени равна

$$w(x,t) = \frac{1}{4\pi}\,D(x)\Big(\frac{\partial H}{\partial x}\Big)^2. \qquad (1.4)$$

Неравномерное по толщине лайнера выделение джоулева тепла приводит к появлению тепловых потоков и выравниванию температуры. Скорость этого процесса зависит от коэффициента температуропроводности χ. Справочные данные [14] показывают, что для таких материалов, как медь, алюминий, бериллий выполняется условие

$$\chi/D < 10^{-2}. \qquad (1.5)$$

За время диффузии поля сквозь лайнер обмен теплом успеет произойти между точками, расстояние между которыми по порядку величины равно $l = L\sqrt{\chi/D}$. С учетом (1.5) получим $l/L < 0{,}1$. Это означает, что накопление джоулева тепла $Q(x,t)$ в каждой точке лайнера происходит адиабатически и, следовательно, его можно вычислять, интегрируя $w(x,t)$ из (1.4) по времени:

$$Q(x,t) = \int\limits_{-\infty}^{t} w(x,t)\,dt. \qquad (1.6)$$

Как отмечается в [4, с. 70], бóльшая часть явлений, связанных с диффузией магнитного поля, малочувствительна к форме импульса $H_0(t)$ в первом граничном условии (1.2). Учитывая это обстоятельство, для упрощения расчетов можно рассматривать экспоненциально нарастающее поле

$$H_0(t) = H \exp(t/T), \tag{1.7}$$

где H — постоянная; T — эффективное время, равное с точностью до множителя порядка единицы времени нарастания поля на границе лайнера. Согласно [4, с. 72] близкий к экспоненциальному рост поля наблюдается в установках типа МК-1, использующих принцип обжатия магнитного потока.

Условие (1.7) позволяет представить решение уравнения (1.1) в виде

$$H(x,t) = H_0(t) f(x), \tag{1.8}$$

причем функция $f(x)$ является решением уравнения

$$\frac{d}{dx}\left[D(x)\,\frac{df(x)}{dx}\right] - \frac{1}{T}\,f(x) = 0 \tag{1.9}$$

при граничных условиях

$$f(x=0) = 1, \qquad f(x=L) = 0. \tag{1.10}$$

Рассмотрим обычный вариант, когда проводимость лайнера постоянна по толщине:

$$\sigma(x) = \text{const} = \sigma_0, \qquad D(x) = \text{const} = A/\sigma_0 = D_0. \tag{1.11}$$

Время диффузии через такой лайнер определяют как

$$\tau_0 = L^2/D_0. \tag{1.12}$$

Решением уравнения (1.9) при условиях (1.10), (1.11) будет

$$f_0(x) = \mathrm{sh}[\eta\Big(1 - x/L)]/\mathrm{sh}\,\eta, \qquad \eta = \sqrt{p_0}, \qquad p_0 = \tau_0/T. \tag{1.13}$$

Подстановка (1.13) в (1.8) и (1.4) в случае однородного лайнера дает следующую формулу для плотности джоулевых потерь:

$$w_0(x,t) = 1/(4\pi T)\,[H_0(t)]^2\{\mathrm{ch}[\eta(1 - x/L)]/\mathrm{sh}\,\eta\}^2. \tag{1.14}$$

Эта функция монотонно убывает с ростом x, поэтому степень неравномерности разогрева характеризуется отношением

$$M_0 = w_0(x=0,t)/w_0(x=L,t) = (\mathrm{ch}\,\eta)^2. \tag{1.15}$$

Способность лайнера удерживать магнитное поле можно характеризовать величиной магнитного потока Φ, прошедшего через правую границу лайнера $x = L$:

$$\Phi(t) = -D(x=L)\int_{-\infty}^{t} \left.\frac{\partial H(x,t)}{\partial x}\right|_{x=L} dt. \tag{1.16}$$

По аналогии с [4, с. 7] введем величину скин-слоя по формуле

$$\Phi(t) = H_0(t) S. \tag{1.17}$$

Используя (1.13) и (1.16), для однородного лайнера получим

$$S_0/L = 1/(\eta\,\mathrm{sh}\,\eta). \tag{1.18}$$

Эффективность применения лайнера, у которого проводимость $\sigma(x)$ увеличивается с ростом x, покажем на примере лайнера той же толщины L, полагая

$$\sigma(x) = \sigma(1 - kx/L)^{-2}, \quad D(x) = D(0)(1 - kx/L)^2, \quad D(0) = A/\sigma, \quad 0 < k < 1. \tag{1.19}$$

Случай однородного лайнера получается отсюда при $k = 0$. Решение ищем в форме (1.8), причем теперь функция $f(x)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{d}{dx}\left[\left(1 - k\,\frac{x}{L}\right)^2 \frac{df(x)}{dx}\right] - \frac{p}{L^2}\, f(x) = 0, \tag{1.20}$$

где по аналогии с (1.12) и (1.13) введены обозначения

$$\tau = L^2/D(0), \qquad p = \tau/T. \tag{1.21}$$

Уравнение (1.20) при условиях (1.10) имеет решение

$$f(x) = y^{\lambda_1}[1 - (1 - k)^{\mu}]^{-1} + y^{\lambda_2}[1 - (1 - k)^{-\mu}]^{-1}, \quad y = 1 - k\,\frac{x}{L}, \quad \lambda_1 = (\mu - 1)/2,$$
$$\lambda_2 = -(\mu + 1)/2, \quad \mu = \sqrt{1 + 4p/k^2}. \tag{1.22}$$

Подставив (1.22) в (1.4), получим плотность джоулевых потерь для композитного лайнера

$$w(x,t) = \frac{1}{4\pi T}\,[H_0(t)]^2\,\frac{k^2}{p}\,[\varphi(x)]^2[1 - (1 - k)^{\mu}]^{-2}, \quad \varphi(x) = \lambda_1 y^{\lambda_1} - \lambda_2 y^{\lambda_2}(1 - k)^{\mu}. \tag{1.23}$$

Аналогично (1.15) составим отношение

$$M = w(0,t)/w(L,t) = [\varphi(0)/\varphi(L)]^{-2} = \frac{1}{\mu^2}\,[\lambda_1(1 - k)^{-\lambda_1} - \lambda_2(1 - k)^{-\lambda_2}]^2. \tag{1.24}$$

Нетрудно проверить, что при $k \to 0$ формула (1.24) переходит в (1.15). Подставив (1.22) в (1.16) и (1.17), найдем величину S скин-слоя для композитного лайнера

$$S/L = (k\mu/p)[(1 - k)^{\lambda_2} - (1 - k)^{\lambda_1}]^{-1}. \tag{1.25}$$

При $k \to 0$ формула (1.25) переходит в (1.18).

Величина M из (1.24) зависит от параметров (p, k), изменяя которые, можно придать M требуемое значение. С помощью (1.23) можно показать, что наименьшее значение $w(x,t)$ принимает в одной из внутренних точек отрезка (0, L), а наибольшее — на одной из границ.

В однородном лайнере наибольшее выделение тепла происходит на левой границе, из (1.14) находим

$$w_0(x = 0, t) = (1/(4\pi T))[H_0(t)]^2 U_0, \quad H_0(t) = H_0 \exp(t/T), \quad U_0 = (\operatorname{ch}\eta/\operatorname{sh}\eta)^2. \tag{1.26}$$

Аналогично из (1.23) получим

$$w(x = 0, t) = \frac{1}{4\pi T}\,[H(t)]^2 U, \;\; H(t) = H\exp(t/T), \;\; U = \frac{k^2}{p}\,[\mu/\nu + \lambda_2]^2, \;\; \nu = 1 - (1 - k)^{\mu}. \tag{1.27}$$

Заметим, что в двух последних формулах $H \neq H_0$. Формула (1.6) принимает простой вид

$$Q(x,t) = \frac{T}{2}\, w(x,t). \tag{1.28}$$

Таким образом, выполнен расчет диффузии поля и тепловыделения.

2. Сравнение двух типов лайнеров. Обозначим через C_1, C_2 объемную теплоемкость первого и второго компонента соответственно. Теплоемкость композитного лайнера в каждой точке вычисляется по формуле

$$C(x) = C_1\alpha(x) + C_2\beta(x), \qquad \alpha(x) + \beta(x) = 1, \tag{2.1}$$

где $\alpha(x)$, $\beta(x)$ — объемные концентрации компонентов. Пусть $\theta(x,t)$ — местное увеличение температуры, тогда

$$\theta(x,t) = Q(x,t)/C(x). \tag{2.2}$$

Для того чтобы температура нигде не превысила критической величины, определяемой наименее стойким из двух компонентов, необходимо, чтобы разогрев в крайних точках был одинаков: $\theta(0,t) = \theta(L,t)$. Из (1.28) и (2.2) следует, что для этого должно выполняться равенство

$$w(0,t)/C(0) = w(L,t)/C(L). \tag{2.3}$$

С помощью (1.24) условие (2.3) можно записать в виде

$$M = \gamma, \qquad \gamma = C(0)/C(L). \tag{2.4}$$

В рассматриваемом варианте компоненты с разной проводимостью выполнены в виде чередующихся слоев, по которым токи проводимости протекают параллельно границам раздела. Такая конфигурация соответствует схеме параллельного соединения двух проводников, поэтому эффективная проводимость вычисляется по формуле

$$\sigma(x) = \sigma_1\alpha(x) + \sigma_2\beta(x) = \sigma(1 - kx/L)^{-2}, \tag{2.5}$$

поскольку функция $\sigma(x)$ должна совпадать с (1.19). Примем дополнительно, что на правой границе присутствует только первый компонент, т. е. $\alpha(L) = 1$, $\beta(L) = 0$, $\sigma(L) = \sigma_1$. Так как $\alpha(x) + \beta(x) = 1$, то из (2.5) находим

$$\begin{gathered} \alpha(x) = (z^{-2} - R)(1 - R)^{-1}, \quad \beta(x) = (1 - z^{-2})(1 - R)^{-1}, \\ z = (1 - kx/L)/(1 - k), \qquad R = \sigma_2/\sigma_1 < 1. \end{gathered} \tag{2.6}$$

Из (2.6) следует, что $\beta(x) > 0$ для всех x; функция $\alpha(x)$ убывает с уменьшением x от значения $\alpha(L) = 1$ до значения $\alpha(0) = [(1 - k)^2 - R]/(1 - R)$. Для $\alpha(0) > 0$ должно выполняться условие

$$0 < k < 1 - \sqrt{R}. \tag{2.7}$$

Пусть ρ_1, ρ_2 — плотности компонентов, тогда удельные массы m_1, m_2 компонентов и удельная масса m лайнера вычисляются по формулам

$$\begin{gathered} m_1 = \rho_1 \int_0^L \alpha(x)\,dx = \rho_1 L(1-k-R)(1-R)^{-1}, \qquad m_2 = \rho_2 \int_0^L \beta(x)\,dx = \rho_2 Lk(1-R)^{-1}, \\ m = m_1 + m_2 = m_0\delta, \qquad \delta = (1 - k - R + k\rho_2/\rho_1)(1 - R)^{-1}, \end{gathered} \tag{2.8}$$

где $m_0 = \rho_1 L$ — удельная масса однородного лайнера из материала первого (более проводящего) компонента. Подставим (2.6) в (2.1):

$$\begin{gathered} C(x) = C_1[(1 - C_2/C_1)z^{-2} + C_2/C_1 - R]/(1 - R), \\ \gamma = C(0)/C(L) = [(1 - C_2/C_1)(1 - k)^2 + C_2/C_1 - R]/(1 - R). \end{gathered} \tag{2.9}$$

В нашем случае оба лайнера — композитный и однородный, выполненный из материала первого компонента, — имеют одинаковую толщину L. При этом $D_0 = D(x = L) = D_1 = D(0)(1 - k)^2$, т. е. $D(0) = D_0/(1 - k)^2$, а параметры p_0 и p связаны соотношением

$$p_0 = p/(1 - k)^2. \tag{2.10}$$

Примем также, что критическая температура определяется первым компонентом, так что для обоих лайнеров критическая температура одна и та же. В этих предположениях найдем соотношение полей $H_0(t)$ и $H(t)$ из (1.26) и (1.27) соответственно, при котором оба лайнера в наиболее напряженных точках имеют одинаковый разогрев. Для однородного лайнера разогрев левой границы, согласно (1.26) и (1.28), равен

$$\theta_0(x=0,t) = \frac{1}{8\pi}\,[H_0(t)]^2 U_0/C_1. \tag{2.11}$$

Аналогично для композитного лайнера из (1.27) и (1.28) имеем

$$\theta(x=0,t) = \frac{1}{8\pi}\,[H(t)]^2 U/C(0). \tag{2.12}$$

В силу сделанных предположений левые части (2.11) и (2.12) должны быть равны. Отсюда, используя обозначение γ из (2.9), получим $\xi = [H(t)]^2/[H_0(t)]^2 = \gamma U_0/U$. Давление магнитного поля на лайнер пропорционально квадрату напряженности поля. Поскольку в формулах (1.26) и (1.27) параметр T один и тот же, то время действия поля на оба лайнера также можно считать одинаковым. В этих предположениях отношение достигнутых лайнерами скоростей v и v_0 найдем из условия $mv/(m_0v_0) = [H(t)]^2/[H_0(t)]^2 = \xi$, т. е. с учетом (2.8) $v/v_0 = \xi m_0/m = \xi/\delta$. Отношение кинетических энергий лайнеров E и E_0 дается формулой $E/E_0 = mv^2/(m_0v_0^2) = \xi^2/\delta$.

В качестве примера рассмотрим лайнер на основе композиции алюминия и слюды, параметры которых отмечаются индексами 1 и 2 соответственно. В этом лайнере термостойкость определяется алюминием. Необходимые для расчета константы материалов взяты из [14]:

	Алюминий	Слюда
Плотность, г/см^3	$\rho_1 = 2{,}7$	$\rho_2 = 2{,}8$
Теплоемкость, Дж/(см^3 · град)	$C_1 = 2{,}5$	$C_2 = 2{,}4$
Удельное сопротивление, Ом · см	$r_1 = 2{,}7 \cdot 10^{-6}$	$r_2 = 10^{10}$
Коэффициент диффузии, см^2/с	$D_1 = 200$	$D_2 = 8 \cdot 10^{17}$
Коэффициент температуропроводности, см^2/с	$\chi_1 = 0{,}9$	$\chi_2 = 2 \cdot 10^{-3}$

Коэффициент диффузии через удельное сопротивление r выражается следующим образом: $D = 10^9/(4\pi)r$.

Число слоев N и их толщина h должны выбираться так, чтобы время обмена теплом t_Q между двумя компонентами в пределах одного слоя было меньше длительности импульса поля t_H. Обозначим через χ меньший из двух коэффициентов температуропроводности. Тогда по порядку величины $t_Q = h^2/\chi$. Толщина слоя выбирается согласно неравенству $t_Q \leqslant t_H$, т. е.

$$h \leqslant \sqrt{\chi t_H}. \tag{2.13}$$

Для приведенных выше констант материалов $\chi = \chi_2 = 2 \cdot 10^{-3}$ см^2/с. Подставим в (2.13) типичное для ряда устройств значение $t_H = 10^{-2}$ с. В результате получим $h \leqslant 45$ мкм. В формуле (1.19) положим $k = 0{,}7$. Из (2.9) и (2.8) находим $\gamma = 0{,}9636$, $\delta = 1{,}028$. Из (2.4) и (1.24) путем подбора находим $p = 0{,}8017$, которому, согласно (2.10), соответствует значение $p_0 = 8{,}9077$. Затем по приведенным выше формулам получим $U = 0{,}5843$; $S/L = 0{,}2609$; $U_0 = 1{,}0103$; $S_0/L = 0{,}0340$; $S/S_0 = 7{,}6735$; $\xi = 1{,}6601$; $H/H_0 = \sqrt{\xi} = 1{,}2908$; $v/v_0 = 1{,}6207$; $E/E_0 = 2{,}6838$.

В данном примере использование композитного лайнера позволяет на 30 % увеличить магнитное поле, не превышая допустимой температуры. Скорость лайнера при этом возрастает в 1,6 раза, а энергия — в 2,7 раза. При переходе от однородного лайнера к композитному скин-слой, определяемый по формуле (1.16), увеличивается в 7,7 раза. Однако область, занятая ускоряющим магнитным полем, обычно значительно превышает толщину лайнера, поэтому потери магнитного потока в обоих случаях можно считать незначительными. В то же время в некоторых ситуациях, например при рассмотрении многокаскадных конструкций типа МК-1 [2, с. 226], в процессе ускорения лайнера необходимо обеспечить прохождение некоторой части магнитного потока для его последующего обжатия ускоренным лайнером.

На описанный выше композитный лайнер получен патент Российской Федерации № 2107985.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Академик** А. Д. Сахаров: Науч. тр. М.: Центрком, 1995.
2. **Павловский А. И., Людаев Р. З.** Магнитная кумуляция // Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. К 80-летию академика Ю. Б. Харитона. Л.: Наука. Ленингр. отд-ние, 1984. С. 206–270.
3. **Биченков Е. И., Швецов Г. А.** Мегагауссные магнитные поля. Физика. Техника. Применения // ПМТФ. 1997. Т. 38, № 4. С. 90–102.
4. **Кнопфель Г.** Сверхсильные импульсные поля. М.: Мир, 1972.
5. **Подольцев А. Д., Кучерявая И. Н.** Моделирование на ЭВМ переходных процессов в электродинамическом ускорителе с учетом нелинейной диффузии магнитного поля / АН УССР. Ин-т электродинамики. Препр. Киев, 1987.
6. **Никитин В. Ф., Смирнов Н. Н.** Формирование электромагнитного поля в несимметричных рельсах и защитном кожухе рельсотрона при нарастающем импульсе тока // ПМТФ. 1997. Т. 38, № 1. С. 11–20.
7. **Алексеев Ю. А., Беликов А. А., Казеев М. Н. и др.** Исследование абляции в рельсовых электромагнитных ускорителях. М., 1989. (Препр. / Ин-т атом. энергии АН СССР; № 984/7).
8. **Железный В. Б., Загорский А. В., Кацнельсон С. С. и др.** Теоретическое и экспериментальное моделирование работы рельсового ускорителя // ПМТФ. 1993. № 2. С. 32–36.
9. **Бондалетов В. Н., Иванов Е. Н., Калихман С. А. и др.** Метание проводников в сверхсильном импульсном поле // Сверхсильные магнитные поля. Физика. Техника. Применения: Тр. III Междунар. конф. по генерации мегагаус. магнит. полей и родствен. экспериментам, Новосибирск, 13–17 июня 1983 г. М.: Наука, 1984. С. 234–238.
10. **Карпова И. М., Титков В. В., Шнеерсон Г. А.** Вихревые токи в неоднородных средах и проблема снижения джоулева тепла в сильном импульсном магнитном поле // Изв. АН СССР. Энергетика и трансп. 1988. № 3. С. 122–127.
11. **Шнеерсон Г. А.** О минимизации джоулева нагрева при диффузии магнитного поля в среду с проводимостью, зависящей от координаты // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18, вып. 6. С. 18–21.
12. **Karpova I. M., Semakhin A. N., Titkov V. V., Shneerson G. A.** Analysis of methods of lowering heating and thermal stresses in the coils in high pulsed magnetic fields // Proc. 5th Intern. conf. on megagauss magnetic fields generation and related topics. Novosibirsk (USSR), 1989. P. 209–215.
13. **Станкевич С. В., Швецов Г. А.** Предельные скорости при ускорении пластин магнитным полем // ПМТФ. 1994. Т. 35, № 3. С. 13–22.
14. **Справочник** по электротехническим материалам: В 3 т. М.; Л.: Энергоатомиздат, 1987. Т. 2; 1988. Т. 3.

Поступила в редакцию 8/X 1997 г.,
в окончательном варианте — 13/I 1998 г.