ПМТФ, № 2, 1973

УДК 538.4

ТЕОРИЯ РАВНОВЕСИЯ И УСТОЙЧИВОСТИ СИЛЬНОТОЧНОГО САМОСЖАТОГО РАЗРЯДА ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

А. Ф. Александров, С. А. Решетняк

(Москва)

Рассмотрена задача о характеристиках квазистационарного состояния разряда переменного тока в условиях, когда разрядный ток можно считать высокочастотным по отношению к гидродинамическим процессам и постоянным по отношению к процессам электродинамическим. Показано, что квазистационарное состояние такого разряда описывается теми же соотношениями, что и равновесное состояние разряда постоянного тока, но с заменой физических величин на некоторые соответствующие им эффективные значения. Рассмотренный разряд оказывается неустойчивым в той же степени, как и разряд постоянного тока.

Развитая в последние годы теория равновесия и устойчивости сильноточных самосжатых разрядов в плотной плазме в условиях, когда излучение играет определяющую роль в энергетическом балансе [1-5], применима в случае квазистационарности разряда. Это означает, что характерное время изменения разрядного тока должно быть много больше характерного времени установления гидродинамического равновесия, т. е.

$$\frac{T}{4} \sim \left(\frac{d \ln I}{dt}\right)^{-1} \gg \frac{a}{v_S} \tag{0.1}$$

где I — сила разрядного тока, T — период, a — характерный размер разрядного канала, v_S — скорость изометрического звука в плазме.

Условие (0.1) в ряде работ [5-7], посвященных экспериментальной проверке этой теории, оказывается не всегда выполненным по ряду обстоятельств. Главным из них является то, что условие (0.1), как правило, может выполняться лишь на установках с достаточно большим периодом, как, например, в [8], однако при этом, во-первых, трудно достижимы большие разрядные токи, а, во-вторых, в течение основной фазы разряда в нем успевают развиваться различного рода неустойчивости [5, 9, 10]. Поэтому в работах [5-7] сравнение эксперимента и теории проводится лишь для сравнительно короткого временного интервала вблизи первого максимума разрядного тока, на котором токовый канал поджат собственным магнитным полем и достаточно устойчив, в то время как весь процесс длится несколько периодов. С другой стороны, как в случае осциллирующего вакуумного разряда, так и в случае разряда в атмосфере с малым периодом [7, 11] в условиях, когда неравенство (0.1) нарушено, временной ход радиуса разряда можно описывать обычным выражением, полученным для квазистационарного разряда, в котором только нужно заменить $I(t) = I_{ef}$, где $I_{ef} = I_0 / \sqrt{2}$ — эффективное значение силы тока. Что касается временного хода температуры разряда, то в эксперименте она оказывается сильно осциллирующей. Указанные обстоятельства, а также высказанное в [11] предположение, что быстро осциллирующий разряд может оказаться более устойчивым из-за процесса динамической стабилизации, делают актуальной задачу построения теории самосжатых разрядов переменного тока, чему и посвящена данная работа.

1. Постановка задачи и исходные уравнения. Определим, следуя сделанным выше замечаниям, разряд переменного тока как разряд, в котором выполняются следующие неравенства:

$$\frac{v_S}{a} \ll \omega_0 \ll \frac{c^2}{4\pi\sigma_0 a^2} \tag{1.1}$$

где ω_0 — частота колебаний тока во внешней цепи, σ_0 — проводимость плазмы, которая считается полностью ионизованной. Написанные неравенства выражают тот факт, что разрядный ток можно считать высокочастотным по отношению к гидродинамическим процессам и практически постоянным по отношению к процессам электродинамическим (диффузия магнитного поля в плазму, отсутствие сканирования тока).

Для исследования равновесия и устойчивости используем модель магнитной гидродинамики с учетом излучения в виде [1-4]

$$\begin{gathered}
\operatorname{div}\mathbf{B} = 0, \quad \operatorname{rot}\mathbf{B} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j} = \frac{4\pi}{c}\sigma\left\{\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{vB}]\right\} \\
-c\operatorname{rot}\mathbf{E} = \frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} = \operatorname{rot}[\mathbf{vB}] - \frac{c^2}{4\pi}\operatorname{rot}\left(\frac{1}{\sigma}\operatorname{rot}\mathbf{B}\right) \\
\rho\left[\frac{\partial\mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v}\right] = -\nabla P + \frac{1}{4\pi}[\operatorname{rot}\mathbf{B}\cdot\mathbf{B}] \\
\frac{\partial\rho}{\partial t} + \operatorname{div}\rho\mathbf{v} = 0 \\
\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\rho v^2}{2} + \rho\varepsilon\right) + \operatorname{div}\left\{\rho\mathbf{v}\left(\frac{v^2}{2} + \varepsilon + \frac{P}{\rho}\right)\right\} = \mathbf{jE} - \operatorname{div}\mathbf{S} \\
P = \frac{(1+Z)\,kT}{M}\rho = v_S^2\rho, \quad S = \frac{(1+Z)\,k}{M}\ln\frac{T^{3/2}}{\rho} \\
\sigma = \alpha Z^{-1}T^{3/2}, \quad \alpha = 4\cdot 10^7
\end{gathered} \tag{1.2}$$

где $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$ — электрическое и магнитное поля, ρ — плотность плазмы, $\mathbf{v}$ — скорость, P — давление, ε — удельная энергия, S — энтропия идеального газа, Z и M — заряд и масса иона. Вязкостью и электронной теплопроводностью пренебрегаем. Излучение учитывается потоком излучения $\mathbf{S}$, который определяется из совместного решения системы (1.2) и уравнения переноса излучения.

Рассматривается случай оптически непрозрачной плазмы, когда $a \gg l_R$, где l_R — расселандов пробег квантов света, и для потока $\mathbf{S}$ справедливо приближение лучистой теплопроводности [1]

$$\mathbf{S} = -{}^{16}/_3\sigma^* T^3 l_R(\rho, T)\nabla T \tag{1.3}$$

и случай оптически прозрачной плазмы, когда $a \ll l_R$ и согласно [2]

$$q_S = \operatorname{div}\mathbf{S} = \gamma T^{1/2}N^2Z^3 \tag{1.4}$$

Здесь σ^* — постоянная Стефана — Больцмана, а величины l_R и γ зависят от конкретного механизма поглощения света в плазме; соответствующие значения приведены в [1, 2].

В работе изучается квазиравновесное состояние разряда и его устойчивость. Определим понятие квазиравновесного состояния, сделав следующие замечания. В силу малости гидродинамического времени по сравнению с периодом изменения тока во внешней цепи магнитное поле успевает следить за изменениями разрядного тока, т. е. если $I(t) = I_0\sin\omega_0 t$, то

$$\mathbf{j}_e = \mathbf{j}_{e0}\sin\omega_0 t, \quad \mathbf{B}_e = \mathbf{B}_{e0}\sin\omega_0 t \tag{1.5}$$

Энергетический баланс в разряде определяется омическим выделением тепла и выносом тепла из плазмы за счет излучения

$$j_e^2 / \sigma_e = q_S(\rho_e, T_e) \tag{1.6}$$

откуда и определяется временная зависимость температуры в разряде. Таким образом, температура в разряде оказывается также сильно осциллирующей.

Осциллирующими оказываются и гидродинамическое давление плазмы и магнитное давление, так что скорость также осциллирует в процессе разряда. Однако поскольку $\omega_0 \gg v_S / a$, то плотность плазмы должна оставаться практически постоянной, а, следовательно, осцилляции скорости настолько малыми, что ими можно пренебречь. Такое состояние и будет называться квазиравновесным, а характеризующие его величины обозначаться индексом e.

Сделанное предположение относительно характера изменения гидродинамических величин можно подтвердить и более строгим расчетом. Действительно, рассмотрим решение уравнений движения и непрерывности, отвлекаясь от конкретного вида временной зависимости величин $\mathbf{j}_e$, $\mathbf{B}_e$ и P_e и считая их в такой же степени осциллирующими, как и ток. Решения уравнений будем искать в виде суммы плавно изменяющихся во времени и малых быстро осциллирующих во времени членов, средние значения которых за период $2\pi / \omega_0$ обращаются в нуль

$$\rho = \rho_e + \rho_e', \quad \rho_e' \ll \rho_e, \quad \int_0^{2\pi} \rho_e' dt = 0 \tag{1.7}$$

$$v = v_e + v_e', \quad v_e' \ll v_e, \quad \int_0^{2\pi} v_e' dt = 0$$

Подставляя (1.7) в уравнения движения и непрерывности, записанные в цилиндрической системе координат, и оставляя члены первого порядка малости по ρ_e' и v_e', получим систему четырех уравнений — два уравнения для плавных и два для осциллирующих членов

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho_e v_e) = 0, \quad \rho_e\left(\frac{\partial v_e}{\partial t} + v_e \frac{\partial v_e}{\partial r}\right) = 0$$

$$\frac{\partial \rho_e'}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho_e v_e') + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho_e' v_e) = 0 \tag{1.8}$$

$$\rho_e \frac{\partial v_e'}{\partial t} + \rho_e' \frac{\partial v_e}{\partial t} + \rho_e v_e \frac{\partial v_e'}{\partial r} + \rho_e v_e' \frac{\partial v_e}{\partial r} +$$

$$+ \rho_e' v_e \frac{\partial v_e}{\partial r} = -v_S^2(t)\frac{\partial \rho_e}{\partial r} - v_S^2(t)\frac{\partial \rho_e'}{\partial r} - \frac{1}{c} j_e B_e$$

Из второго уравнения этой системы автоматически следует, что $v_e = 0$, а из первого — постоянство во времени равновесной плотности ρ_e. Распределение ρ_e по радиусу находится из усредненного по времени последнего уравнения системы (1.8), откуда следует равенство в квазиравновесном состоянии среднего гидродинамического и магнитного давлений

$$\partial \langle P_e \rangle / \partial r + \frac{1}{c}\langle j_e B_e \rangle = 0$$

Таким образом, квазиравновесное состояние разряда должно описываться следующей системой уравнений:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} rB_e = \frac{4\pi}{c} j_e = \frac{4\pi}{c} \sigma_e E_e, \quad \frac{\partial \langle P_e \rangle}{\partial r} + \frac{1}{c} \langle j_e B_e \rangle = 0$$

$$\frac{j_e^2}{\sigma_e} = qs(\rho_e, T_e) = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} rS(\rho_e, T_e) \tag{1.9}$$

пригодной для исследования прямых и обратных разрядов как в оптически непрозрачной, так и в оптически прозрачной плазме.

2. Квазиравновесное состояние разряда. Рассмотрим квазиравновесное состояние разряда вначале для случая оптически непрозрачной плазмы. Тогда для потока S имеем выражение (1.3), с учетом которого последнее уравнение системы (1.9) — уравнение баланса энергии, запишется в виде

$$\frac{j_e^2}{\sigma_e} \pi r_0^2 = \sigma^* T_e^4 2\pi r_0 \tag{2.1}$$

где r_0 — радиус разряда. Уравнение (2.1) представляет собой равенство омического выделения тепла в объеме плазмы и черного излучения. Из этого соотношения легко получить зависимость температуры плазмы от времени

$$T_e = T_{e0} \sin^{4/11} \omega_0 t \tag{2.2}$$

Таким образом, в оптически непрозрачном разряде температура осциллирует со временем с частотой внешнего поля, однако ее изменение вблизи максимумов тока значительно более медленное, чем по гармоническому закону.

Обратим теперь внимание на следующее обстоятельство: первые два уравнения системы (1.9) можно привести к виду

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} rB_{ef} = \frac{4\pi}{c} j_{ef} = \frac{4\pi}{c} \sigma_{e0} E_{ef}$$

$$\frac{\partial P_{ef}}{\partial r} + \frac{1}{c} j_{ef} B_{ef} = 0 \tag{2.3}$$

путем замены

$$I_{ef} = \frac{I_{e0}}{\sqrt{2}}, \quad E_{ef} = \frac{E_{e0}}{\sqrt{2}}, \quad B_{ef} = \frac{B_{e0}}{\sqrt{2}}$$

$$P_{ef} = \langle P_e \rangle = \delta_1 P_{e0} = \frac{\Gamma(15/22)}{\sqrt{\pi}\,\Gamma(13/11)} P_{e0} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} P_{e0} \sin^{4/11} x\, dx \tag{2.4}$$

Выражения для j_{ej}, E_{ef}, и B_{ef} имеют простой физический смысл эффективных значений плотности переменного тока и напряженности переменного электромагнитного поля.

Систему уравнений (2.3) для цилиндрического разряда следует дополнить граничным условием

$$B_{ef}|_{r=r_0} = \frac{2I_{ef}}{cr_0} \tag{2.5}$$

Система уравнений (2.1) и (2.3) с граничным условием (2.5) при требовании ограниченности решений в нуле полностью совпадает с системой уравнений для случая постоянного тока [1,3] и в ее решении нет необходимости. Квазиравновесное состояние разряда переменного тока будет описываться теми же соотношениями, что и равновесное состояние разряда постоянного тока, но с заменой физических величин на соответствующие им эффективные значения. В итоге для квазиравновесного состояния с однородной температурой получим

$$B_{ef} = \sqrt{4\pi P_{ef}(0)}\, r / r_0, \quad P_{ef} = P_{ef}(0)(1 - r^2/r_0^2)$$
$$\rho_e = \rho_e(0)(1 - r^2/r_0^2), \qquad r_0^2 = \frac{P_{ef}(0)\, c^2}{\pi j_{ef}^2} \tag{2.6}$$

Можно пользоваться всеми другими соотношениями, полученными для непрозрачного разряда, в частности выражениями его параметров через полный ток и полное число частиц в разряде N_n

$$T_{ef} = \delta_1 T_{e0} = \frac{I_{ef}^2}{2(1+Z)\, c^2 k N_n} \tag{2.7}$$

Остановимся кратко на квазиравновесии разряда в оптически прозрачной плазме. В этом случае из уравнения баланса энергии с учетом выражения для потока энергии (1.4) получается временная зависимость температуры

$$T_e = T_{e0}\,|\sin \omega_0 t\,| \tag{2.8}$$

Температура в прозрачном разряде оказывается осциллирующей в точном соответствии с осцилляциями тока.

В случае прозрачного разряда квазиравновесное состояние разряда можно описывать системой (2.3), в которой определение эффективных значений электромагнитных величин сохраняется прежним, а

$$P_{ef} = \langle P_e \rangle = \frac{P_{e0}}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} |\sin x\,|\, dx = \frac{2}{\pi} P_{e0} \tag{2.9}$$

Записав граничные условия для случая прозрачного разряда в виде

$$rB_{ef}|_{r\to\infty} = \frac{2I_{ef}}{c}, \qquad P_{ef}|_{r\to\infty} = 0 \tag{2.10}$$

и потребовав ограниченность решений в нуле, приходим к выводу, что решения для эффективных величин в разряде переменного тока должны выражаться теми же формулами, что и для случая разряда постоянного тока в прозрачной плазме, но с заменой физических величин их эффективными значениями. Для случая тормозного механизма излучения и излучения многократно ионизованными атомами получим, следуя результатам работ [2, 3], что

$$P_{ef} = \frac{P_{ef}(0)}{(1 + r^2/r_0^2)^2}, \quad B_{ef} = \sqrt{8\pi P_{ef}(0)}\, \frac{r/r_0}{1 + r^2/r_0^2}$$
$$r_0 = \sqrt{\frac{2}{\pi P_{ef}(0)}\, \frac{\beta_{ef} c Z}{\alpha E_{ef}}}, \quad P_{ef} = \beta_{ef} T_{e0}^{3/2} \tag{2.11}$$
$$\beta_{ef} = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{2\alpha E_{ef}^2 k^2 (1+Z)^2}{\gamma Z^4}}$$

Аналогичным образом получаются и соответствующие формулы для непрозрачного и прозрачного разрядов с обратным током.

3. Устойчивость квазиравновесного состояния. Анализ устойчивости квазиравновесного состояния проводился на основе линеаризованной относительно малых возмущений

$$\rho \to \rho_e + \rho, \; T \to T_e + T, \; P \to P_e + P, \; \mathbf{B} \to \mathbf{B}_e + \mathbf{B}, \; \mathbf{v}$$

системы уравнений (1.2) методом нормальных волн. Из-за зависимости квазиравновесных величин от времени линеаризованная система уравнений представляет собой систему дифференциальных уравнений с периодическими коэффициентами периода $T = 2\pi / \omega_0$.

Рассмотрим оптически непрозрачный разряд. В этом случае можно пренебречь влиянием колебаний температуры на процессы устойчивости разряда, если поток тепла вследствие лучистой теплопроводности S будет больше гидродинамического потока тепла, что автоматически выполняется в плазме низкой проводимости [1, 3]. Это в первую очередь означает отсутствие перегревной неустойчивости в таком разряде. Поскольку времена развития силовых неустойчивостей не могут быть меньше гидродинамического времени r_0 / v_s, то следует ограничиться рассмотрением таких процессов, для которых

$$\omega \lesssim \frac{v_S}{r_0} \ll \omega_0 \tag{3.1}$$

Из характера действующей на систему периодической силы можно, кроме того, заключить, что малые возмущения f около квазиравновесных значений будут почти периодическими функциями периода $2\pi / \omega_0$, т. е. их можно разложить в ряд Фурье с медленно меняющимися амплитудами

$$f = \sum_{n=-\infty} f_n \exp in\omega_0 t \qquad \left(\frac{1}{\omega_0}\left|\frac{\partial \ln f_n}{\partial t}\right| \ll 1\right) \tag{3.2}$$

Однако не все медленно меняющиеся амплитуды f_n существенны в процессе развития неустойчивостей. Действительно, отличными от нуля следует считать только те f_n, которые войдут в усредненные по периоду колебаний тока уравнения движения и непрерывности.

Учитывая далее симметрию задачи, зависимость f_n от координат и времени, запишем

$$f_n(t, \mathbf{r}) = f_n(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t + im\varphi + ik_z z) \tag{3.3}$$

Возмущения с $m = 0, k_z \neq 0$, как обычно, соответствуют перетяжкам, а с $m \neq 0$, $k_z \neq 0$ — изгибам.

Из анализа устойчивости оптически непрозрачного разряда постоянного тока следует, что этот разряд подвержен наиболее опасной неустойчивости типа основной моды перетяжек и изгибно-винтовым неустойчивостям. Инкременты этих неустойчивостей не зависят от проводимости. Поэтому задача устойчивости оптически непрозрачного разряда сведется к исследованию предельного случая $\sigma_e \to 0$. После соответствующих выкладок получим, что силовые неустойчивости разряда переменного тока описываются той же (с точностью до обозначений) системой уравнений, что и для разряда постоянного тока. Можно сразу записать инкременты развития неустойчивостей разряда переменного тока. Для основной моды перетяжек

$$\gamma = \left(2\sqrt{3}\,|k_z|\,\frac{v_{Sef}^2}{r_0}\right)^{1/2} \qquad (k_z r_0 < 1) \tag{3.4}$$

Для длинноволновых винтовых неустойчивостей инкремент в $(k_z r_0)^{-1/2}$ раз меньше. Здесь

$$v_{Sef}^2 = \frac{\Gamma(15/22)}{\sqrt{\pi}\,\Gamma(13/11)} v_{S0}{}^2 = \delta_1 v_{S0}{}^2 \tag{3.5}$$

где $\Gamma(x)$ — гамма-функция.

Внешние моды длинноволновых перетяжек обладают меньшими инкрементами, и, кроме того, с уменьшением проводимости их инкремент падает.

Рассмотрим теперь устойчивость оптически прозрачного разряда. Исследование устойчивости оптически прозрачного разряда постоянного тока показывает, что наряду с силовыми неустойчивостями в плазме низкой проводимости развивается высокочастотная перегревная неустойчивость, инкремент развития которой

$$\gamma \sim c^2 / \sigma_0 a^2 \tag{3.6}$$

По отношению к столь быстрому процессу факт переменности тока во времени не имеет значения —его можно рассматривать как постоянный. Поэтому результаты, касающиеся перегревной неустойчивости разряда постоянного тока, остаются справедливыми и в случае переменного тока частоты $\omega_0 \ll c^2 / \sigma_0 a^2$.

Перегревная неустойчивость может с ростом температуры стабилизироваться, так как нарушается условие существования перегрева ($v_S / a \ll \ll c^2 / \sigma_0 a^2$). Тогда устойчивость разряда определяется временами развития силовых неустойчивостей, для которых $\omega \lesssim v_S / a \ll \omega_0$. Такие процессы можно считать медленными по сравнению с периодом тока во внешней цепи, и, следовательно, к ним применим метод медленно меняющихся амплитуд, развитый при рассмотрении силовых неустойчивостей непрозрачного разряда.

Отсутствие резкой границы прозрачного разряда приводит к исчезновению основной моды перетяжки, не зависящей от проводимости. Однако кроме основной моды в плазме низкой проводимости существуют объемные силовые колебания, инкременты которых $\gamma \sim \sigma_e \to 0$. Проведенные вычисления показывают, что для получения инкрементов таких колебаний достаточно в результатах работ [2,3] произвести замену

$$v_S{}^2 \to v_{Sef}^2 = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\Gamma(1/4)}{\Gamma(3/4)} v_{S0}{}^2 \approx v_{S0}{}^2 \tag{3.7}$$

Таким образом, инкременты развития наиболее опасных длинноволновых объемных колебаний для простого Z-пинча равны

$$\gamma = \frac{k_z{}^2 r_0{}^2}{12\,(n + 1/2)^3} \frac{\pi \sigma_{e0} v_{Sef}^2}{c^2} \tag{3.8}$$

Подчеркнем еще раз, что разряд переменного тока подвержен силовым неустойчивостям типа перетяжек и изгибов, а в оптически прозрачной плазме еще и перегревной. Полученные инкременты для оптически непрозрачного и прозрачного разрядов отличаются от старых (для разряда постоянного тока) численными множителями порядка единицы, поэтому разряд переменного тока оказывается в такой же степени неустойчивым, как и разряд постоянного тока.

Авторы благодарны А. А. Рухадзе за постоянный интерес к работе и обсуждение результатов.

Поступила 13 VI 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Рухадзе А. А., Тригер С. А. О равновесии и устойчивости сильноточного разряда в плотной плазме в условиях лучистой теплопроводности. ПМТФ, 1968, № 3, стр. 11.
2. Розанов В. Б., Рухадзе А. А., Тригер С. А. Теория равновесия и устойчивости сильноточного разряда в плотной оптически прозрачной плазме. ПМТФ, 1968, № 5, стр. 18.
3. Alexandrov A. F., Ruckadze A. A., Triger S. A. The Theory of equilibrium and stability of powerfull discharge in a dense plasma. 9-th Internat Conf. Phenomena Ioniz. Gases, Buchearest, 1969, s. a., p. 379.
4. Александров А. Ф., Каминская Е. П., Рухадзе А. А. Равновесие и устойчивость цилиндрического линейного пинча с однородной температурой. ПМТФ, 1971, № 1, стр. 38.
5. Александров А. Ф., Зосимов В. В., Рухадзе А. А., Савоскин В. И., Тимофеев И. Б. Теоретические и экспериментальные исследования прямых сильноточных разрядов в вакууме. Препринт ФИАН, 1971, № 72.
6. Александров А. Ф., Зосимов В. В., Рухадзе А. А., Савоскин В. И. О температуре и предельных токах самосжатого линейного непрозрачного разряда. Краткие сообщения по физике, 1970, № 6.
7. Александров А. Ф., Зосимов В. В., Рухадзе А. А., Савоскин В. И., Тимофеев И. Б. Исследование сильноточного самосжатого разряда в оптически непрозрачной плазме. III Всесоюзная конференция по физике низкотемпературной плазмы. Краткое содержание докладов, М., 1971, стр. 176.
8. Клементов А. Д., Михайлов Г. В., Николаев Ф. А., Розанов В. Б., Свириденко Ю. П. Сильноточный импульсный разряд в литии Теплофизика высоких температур, 1970, т. 8, № 4, стр. 736.
9. Николаев Ф. А., Розанов В. Б., Свириденко Ю. П. Неустойчивость сильноточного импульсного разряда. Краткие сообщения по физике, 1971, № 4, стр. 59.
10. Александров А. Ф., Зосимов В. В., Тимофеев И. Б. Силовые неустойчивости в плотной оптически непрозрачной плазме. Краткие сообщения по физике, 1972, № 2, стр. 25.
11. Александров А. Ф., Зосимов В. В., Рухадзе А. А., Тимофеев И. Б. О возможном механизме сильноточного самосжатого разряда в атмосфере. Краткие сообщения по физике, 1970, № 8, стр. 72.