

## ПРЕДЕЛЬНЫЕ ТОКИ ПРИ СЖАТИИ МАГНИТНОГО ПОТОКА МЕЖДУ ПЛОСКИМИ И КОАКСИАЛЬНЫМИ ПРОВОДНИКАМИ

Е. И. Биченков, В. А. Лобанов

(Новосибирск)

В работе описаны эксперименты по сжатию магнитного потока плоскими и коаксиальными проводниками. При увеличении начального тока  $I_0$  конечный ток  $I_1$ , получаемый в результате сжатия потока, сначала возрастал пропорционально  $I_0$ , а затем достигал предельной величины, и при дальнейшем увеличении  $I_0$  оставался постоянным. Анализ экспериментов показывает, что в коаксиальных конструкциях при небольшой энергии заряда ВВ, ускоряющего проводники, предельный ток определяется максимальной работой, которую может совершить проводник при сжатии магнитного поля. В экспериментах с плоскими шинами и большими зарядами ВВ предельные токи, по-видимому, определяются потерями потока в короткозамкнутых полостях, образующихся при смыкании неровных поверхностей шин. Показано качественное согласие этого предположения с экспериментом.

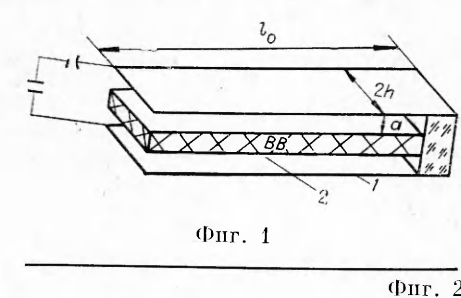
1. Первые эксперименты с плоскими и коаксиальными магнитокумулятивными генераторами [1, 2] показали, что в каждом из них может быть получен лишь вполне определенный конечный ток  $I_1$ . Малая механическая прочность описанных в [2] конструкций не позволила выяснить природу предельного тока. В дальнейшем были проведены эксперименты с простейшей моделью плоского магнитокумулятивного генератора. Медную шину шириной 4 см изгибали в контур 1 длиной  $l_0$ , по середине которого располагали сварную катушку 2 с зарядом ВВ (фиг. 1). Снаружи шины утяжеляли стальными накладками или заливали бетоном. Это предохраняло шины от смещения под действием сил магнитного давления и фиксировало геометрию полости, в которой происходило сжатие магнитного потока. На шины разряжалась батарея конденсаторов емкостью  $10^{-2}$  Ф с рабочим напряжением до 4 кВ. В момент максимума тока подрывался заряд ВВ в катушке. Разлетающиеся стенки катушки, смыкаясь с шинами, сжимали магнитный поток. Точка контакта шин и катушки перемещалась вдоль шин со скоростью, равной скорости детонации  $D$ .

Часть экспериментов была проведена с коаксиальными проводниками, изготовленными из отрезков медных и дюралюминиевых труб. Заряд ВВ помещался внутри трубы меньшего диаметра.

2. Из электротехнического анализа работы магнитокумулятивного генератора [3, 4] можно ожидать, что при значительном пути торможения проводника в достаточно сильном магнитном поле и небольшом заряде ВВ кинетической энергии проводника не хватит для сжатия поля. С одной стороны, при детонации заряда ВВ развивается мощность  $qSD$ , где  $q$  — удельная энергия ВВ на единицу объема;  $S$  — сечение заряда ВВ, а в кинетическую энергию проводника переходит некоторая доля ее  $\eta$ , зависящая от отношения масс ВВ и ускоряемого проводника [5].

С другой стороны, при деформации контура с током ponderomotorные силы магнитного поля развивают мощность  $\frac{1}{2} I^2 \frac{dL}{dx} D$ . Баланс энергии приводит к предельному току

$$(2.1) \quad I_0^* = \sqrt{\frac{2\eta q S}{dL/dx}}.$$



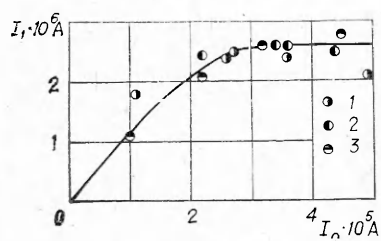
Для однородного магнитного поля  $dL/dx = 4\pi a/h$ , а поле в полости  $B = 4\pi I/h$ , где  $h$  — ширина шин,  $a$  — ширина полости. Кроме того,  $\eta qS$  равна кинетической энергии единицы длины стенок кассеты, т. е.  $\eta qS = \rho v_0^2 h \Delta / 2$ , где  $\Delta$  — толщина стенки кассеты. В этом случае из (2.1) следует, что предельное магнитное поле, определяемое энергией ускоренного проводника, выражается формулой

$$(2.2) \quad B_0^* = v_0 \sqrt{\pi \rho} \sqrt{4\Delta/a}.$$

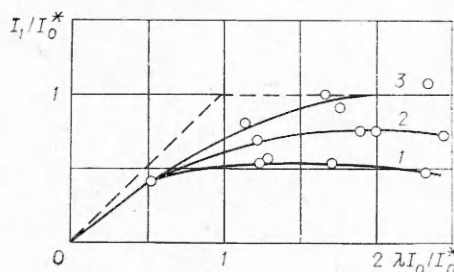
В идеальном магнитокумулятивном генераторе поток сохраняется  $LI = L_0 I_0$  и конечный ток

$$I_1 = \lambda I_0,$$

где  $\lambda = L_0/L_1$  — коэффициент перестройки индуктивности цепи. Энергетическое условие (2.1) ограничивает конечный ток величиной  $I_0^*$ . В идеальном случае  $I_1$  сначала возрастает пропорционально  $I_0$  до величины  $I_0^*$ , а затем остается постоянным. Результаты экспериментов удобно изображать в переменных  $I_1/I_0^*$  и  $\lambda I_0/I_0^*$ . Идеальным генераторам при этом соответствует ломаная, показанная штрихом на фиг. 2, где сплошной кривой показаны результаты экспериментов с различными коаксиальными генераторами. Экспериментальные точки при небольших  $\lambda I_0/I_0^*$  лежат ниже кривой, соответствующей идеальным генераторам, но с ростом  $\lambda I_0/I_0^*$  в пределах ошибки измерений достигается предельный по энергии ток  $I_0^*$ .



Фиг. 3



Фиг. 4

3. Из (2.1) следует, что предельный ток должен возрастать с уменьшением погонной индуктивности  $dL/dx$ . Была проведена серия экспериментов с плоскими шинами, в которой фиксировались размеры кассеты, заряд  $BB$  и начальная длина шин  $l_0$ , но изменялось расстояние  $a$  от стенок кассеты до шин. Результаты этой серии экспериментов приведены на фиг. 3, где точки 1—3, соответствуют  $a = 5; 10; 20$  мм. Оказалось, что предельный ток от погонной индуктивности не зависит. В переменных  $I_1/I_0^* - \lambda I_0/I_0^*$  результаты этих экспериментов изображены на фиг. 4, где 1 соответствует

$a=5$  мм, 2 —  $a=10$  мм, 3 —  $a=20$  мм. На узких щелях реализуется предельный ток  $I^*$ , в 1,5 — 2 раза меньший предельного энергетического тока  $I_0^*$ .

Этот результат можно попробовать объяснить потерями потока при магнитной кумуляции. Потери происходят из-за диффузии поля в проводник и из-за захвата потока в полостях, образующихся при смыкании неровных поверхностей шин и стенок кассеты. Расчет диффузионных потерь для магнитной кумуляции в узких полостях выполнен в [6]. Из него следует, что хотя при магнитных числах Рейнольдса 10—50 потери потока значительны, диффузия поля в проводник сама по себе в рассматриваемой схеме сжатия не приводит к ограничению величины тока. Кроме того, доля сохраняющегося в полости генератора потока сильно зависит от ширины полости  $a$ , т. е. конечный ток должен сильно зависеть от  $a$ , что противоречит приведенным экспериментальным результатам (см. фиг. 3). Предположим, что предельный ток возникает только из-за контактных потерь потока. При этом оценка предельного поля, полученная в [7] для постоянной глубины неровностей  $\delta_0$ ,

$$\frac{B}{B_0} = \left( \frac{al_0 + S_0}{al + S_0} \right)^{1 - \frac{2\delta_0}{a}},$$

показывает, что в конце сжатия ( $l \rightarrow 0$ ) предельное поле зависит от величины начального поля  $B_0$ , ширины полости  $a$ , площади сечения остаточной индуктивности  $S_0$  и так же, как и (2.2), противоречит результатам эксперимента.

Совсем другой результат для контактных потерь потока получается, если учесть, что в сильных магнитных полях поверхности проводников деформируются под действием большого магнитного давления. Примем, что скорость развития неровностей на поверхности проводника  $v_1 = \alpha v_a$ , где  $v_a$  — альфвеновская скорость;  $\alpha$  — некоторая постоянная, а время развития неровностей равно времени движения стенок кассеты до соударения с шинами. Тогда средняя глубина неровностей  $\delta = \alpha a v_a / v$  и уравнение контактных потерь потока может быть записано в виде

$$(3.1) \quad \frac{dF}{dt} = -2\delta B D = -\frac{2\alpha a D}{v \sqrt{4\pi\rho}} B^2,$$

где  $v$  — средняя скорость стенок кассеты;  $\rho$  — плотность;  $B$  — магнитное поле;  $F$  — поток. После замены переменной  $l = l_0 - Dt$  и интегрирования из (3.1) следует

$$(3.2) \quad B = \frac{v \sqrt{\pi\rho}}{\alpha} \frac{1}{1 - \frac{l}{l_0} \left( 1 - \frac{v \sqrt{\pi\rho}}{\alpha B_0} \right)},$$

где  $B_0$  — начальное поле в полости. К концу сжатия ( $l \rightarrow 0$ ) из (3.2) получается предельное поле

$$(3.3) \quad B^* = v \frac{\sqrt{\pi\rho}}{\alpha},$$

которое не зависит от начальной величины  $B_0$ , ширины полости  $a$  и определяется только скоростью  $v$ . Это значит, что при постоянной ширине шин контактные потери определяют предельный ток  $I^*$ , величина которого прямо пропорциональна средней скорости стенок кассеты  $v$  и не зависит от  $I_0$  и  $a$ . Полученная формула (3.3) для предельного поля очень похожа на формулу (2.2) для предельного по энергии поля. Разница состоит в том, что  $\alpha$  в (3.3) предполагается некоторой постоянной, а множитель  $\sqrt{4\Delta l a}$

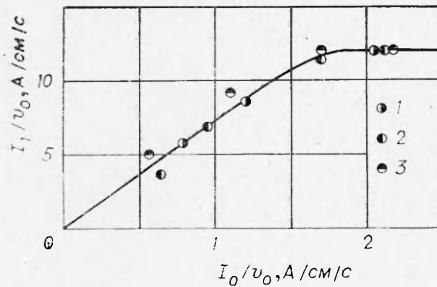
зависит от расстояния  $a$  между шинами и стенками кассеты и толщины стенок кассеты  $\Delta$ . Описанная в данном разделе серия экспериментов показывает, что в определенных условиях реализуется предельный ток, меньший предельного по энергии (см. фиг. 4), и величина его не зависит от расстояния  $a$  между шинами и кассетой, т. е. свидетельствует в пользу предположения об ограничении тока контактными потерями в соответствии с предложенной схемой развития неровностей.

4. Для проверки зависимости предельного тока  $I^*$  от скорости и толщины стенок кассеты были проведены эксперименты, в которых геометрия полости с магнитным полем фиксировалась, а изменялись толщина стенок кассеты и вес заряда ВВ, что приводило к разным скоростям движения стенок кассеты и разным величинам кинетической энергии в них. Шины генератора вначале шли параллельно стенкам кассеты, а в конце изгибались под небольшим углом и подходили к кассете, отделяясь от нее тонким слоем изолирующего материала. Погонная индуктивность такого генератора к концу уменьшалась, и предельный ток  $I_0^*$  мог быть очень большим.

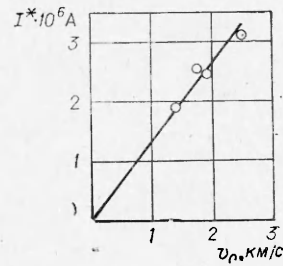
Эксперименты были проведены для начальной скорости стенок кассеты  $v_0=1,4; 1,9; 2,5$  км/с и толщины стенки  $\Delta=2; 2; 1$  мм соответственно.

Результаты этих экспериментов в переменных  $I_1/v_0, I_0/v_0$  приведены на фиг. 5, где  $I$  соответствует  $v_0=1,4; 2 - v_0=1,9; 3 - v_0=2,5$  км/с. Несмотря на разную толщину стенок кассеты, отношение  $I_1/v_0$  оказалось одинаковым, что противоречит энергетической оценке (2.2).

Таким образом, при сжатии магнитного поля плоскими шинами наблюдается предельный ток  $I^*$ , величина которого не зависит от пути торможения проводника в магнитном поле и его кинетической энергии, т. е. природа этого тока отлична от природы предельного по энергии тока  $I_0^*$ , отчетливо наблюдавшегося в экспериментах с коаксиальными проводниками и, вероятно, может быть связана с контактными потерями потока в соответствии с предложенной схемой.



Фиг. 5



Фиг. 6

Зависимость предельных токов  $I^*$  от  $v_0$  в двух последних сериях экспериментов приведена на фиг. 6. Коэффициент  $\alpha$ , рассчитанный на основе этих экспериментов, оказался равным 1,3, в то время как другие оценки дают для  $\alpha$  величину 0,7...0,9 [8]. При средней скорости движения проводника, меньшей  $v_0$ , можно получить лучшее согласие с [8].

В результате проведенных экспериментов установлено, что при сжатии магнитного поля достигается предельный ток, величина которого определяется либо энергетическими возможностями сжимающего поле проводников, либо контактными потерями потока. Из двух возможных величин  $I_0$  и  $I^*$  в экспериментах реализуется меньшая.

Поступила 10 I 1975

## ЛИТЕРАТУРА

1. Герлах, Кнопфель. Создание магнитных полей порядка мегагаусс путем сжатия потока в устройствах с зарядами ВВ.—«Приб. для науч. исследований», 1965, № 8.
2. Биченков Е. И. Взрывные генераторы.—«Докл. АН СССР», 1967, т. 174, № 4.
3. Auvray E., Besançon J. E., Ducauze A. Calculs et optimisation des generateurs de courant helicoidaux par explosif.—«Revue de physique appliquee», 1970, vol. 5, p. 301.
4. Биченков Е. И., Войтенко А. Е., Лобанов В. А., Маточкин Е. П. Схема расчета и включение на нагрузку плоских взрывомагнитных генераторов.—ПМТФ, 1973, № 2.
5. Биченков Е. И., Лобанов В. А. Ускорение металлических пластин взрывом.—ФГВ, 1974, т. 10, № 2.
6. Биченков Е. И., Маточкин Е. П. Диффузия потока при магнитной кумуляции в узких полостях.—ПМТФ, 1974, № 4.
7. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., «Мир», 1972.
8. Биченков Е. И., Лобанов В. А. Потери потока при сжатии магнитного поля плоскими шинами.—ПМТФ, 1975 № 2.

УДК 621.375.82

## ОПТИМИЗАЦИЯ И ПРЕДЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СО<sub>2</sub>-ЛАЗЕРОВ

*А. Г. Пономаренко, Р. И. Солоухин, В. Н. Тищенко*

*(Новосибирск)*

Показано, что удельные характеристики СО<sub>2</sub>-лазеров определяются в основном двумя параметрами: удельной мощностью электрического разряда, отнесенной к квадрату давления активной среды, и произведением времени действия накачки на давление газа. Исследована зависимость КПД и форма импульса излучения в широкой области этих параметров. Впервые отмечено, что энергия с нижнего лазерного уровня может отводиться на вышерасположенные колебательные состояния симметричной и деформационной мод, что позволит, как показывают расчеты, реализовать высокие плотности излучения  $\sim 0,2$  Дж/см<sup>3</sup>·атм. За счет перераспределения энергии в ассиметричной моде предельный коэффициент усиления в СО<sub>2</sub>-лазерах составляет  $\sim 0,12$  см<sup>-1</sup>.

Эксперименты, проведенные ранее [1—6], позволили установить предельные значения наиболее важных величин, характеризующих эффективность лазерных систем на СО<sub>2</sub>, в которых создание оптически активной среды осуществляется с помощью электрического разряда. Показано, что в лазерах электроионизационного типа коэффициент усиления  $K$  достигает 12% при удельной плотности поглощаемой электрической энергии  $Q/p \approx 1$  Дж/см<sup>3</sup>·атм. В лазерах с двойным поперечным разрядом (ТЕА-системы) вследствие более высокого начального значения параметра  $E/p$ , которое необходимо для создания объемного разряда, предельный коэффициент усиления не превышает 5% при  $Q/p = 1$  Дж/см<sup>3</sup>·атм. Однако, как показывает эксперимент, независимо от способа создания инверсной среды с помощью электрического поля, существует предельная энергия, поглощаемая в электрическом разряде,  $Q/p = 0,8—1$  Дж/см<sup>3</sup>·атм, начиная с которой наблюдается развитие неустойчивости и переход разряда в искру. Минимальное время развития неустойчивости при давлении 1 атм составляло