

Конверсия тока в вакуумной передающей линии при отражении волны магнитной самоизоляции от нагрузки

© С.Я. Беломытцев, А.А. Ким, А.В. Кириков, В.В. Рыжов

Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Россия
e-mail: ryzhov@to.hcei.tsc.ru

(Поступило в Редакцию 25 апреля 2007 г.)

В рамках бриллюэновской модели электронного слоя в „горячей“ вакуумной передающей линии получены уравнения, на основании которых исследовано отражение от нагрузки электромагнитной волны, приводящее к перераспределению токов в MITL. Впервые теоретически показано, что конверсия значительной доли тока электронного слоя в ток по катоду (re-trapping) при отражении волны от нагрузки возможна даже в режимах, близких к самосогласованному, при минимальном изменении тока и напряжения в линии. Этот эффект объясняется изменением состояния электронного слоя под действием отраженной волны, связанным с переходом с правой ветви кривой магнитной самоизоляции на левую.

PACS: 85.45.-w

Известно, что в случае, когда сопротивление нагрузки меньше волнового сопротивления вакуумной магнитоизолированной линии (MITL) (рис. 1), электромагнитная волна, отражаясь от нагрузки, конвертирует значительную часть вакуумного электронного тока в ток по катоду (re-trapping, RT), что приводит к увеличению эффективности генерации электронного пучка и тормозного излучения в диоде [1].

В настоящее время существует теория отражения волны магнитной самоизоляции [2], использующая предположение, что в падающей волне в MITL течет минимальный ток I_{\min} , при котором еще возможна магнитная изоляция. Расчеты характеристик MITL в приближении „холодной“ линии после отражения волны от нагрузки были проведены в [1]. Необходимость учета в линии электронного потока, который меняет свои параметры в зависимости от сопротивления нагрузки — основная проблема в построении теории RT, так как все характеристики волны магнитной самоизоляции связаны с параметрами электронного слоя. Поэтому при исследовании процесса конверсии тока при отражении волны от нагрузки необходимо учитывать все эти факторы.

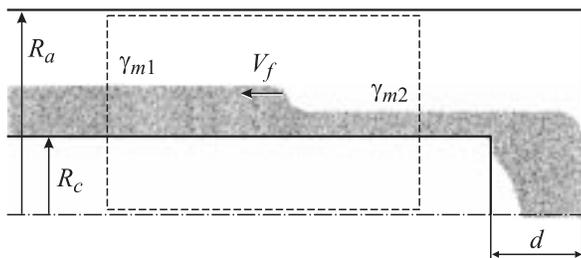


Рис. 1. MITL с диодной нагрузкой. Схематично показаны стационарные состояния электронного слоя до (γ_{m1}) и после (γ_{m2}) отражения волны от нагрузки и фронт волны, движущийся со скоростью V_f . R_a , R_c — радиусы катодной и анодной труб, d — диодный зазор.

Пусть нагрузка имеет сопротивление z , в падающей на нагрузку волне напряжение, ток и релятивистский фактор на внешней границе электронного слоя имеют значения U_1, I_1, γ_{m1} соответственно. После отражения волны в линии устанавливаются соответствующие значения U_2, I_2, γ_{m2} . Предполагается, что эти значения вдоль линии постоянны. Пренебрегается радиальным движением электронов в слое. Тогда решением „горячей“ линии будет решение, приведенное в работе [3]. При этом погонная плотность электрического заряда в электронном слое

$$\rho = \frac{I}{c} \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma_m^2}}, \quad (1)$$

где c — скорость света в вакууме. Ток в линии определяется выражением

$$I = \frac{I_0 \gamma_m}{2 \ln \frac{R_a}{R_c}} \left[\ln \left(\gamma_m + \sqrt{\gamma_m^2 - 1} \right) + \frac{\gamma_a - \gamma_m}{\sqrt{\gamma_m^2 - 1}} \right], \quad (2)$$

где $I_0 = mc^3/e \approx 17 \text{ kA}$; $\gamma_a = 1 + eU/mc^2$ — релятивистский фактор, соответствующий напряжению в линии; R_c, R_a — радиусы катода и анода соответственно.

Зависимость полного тока в линии I от γ_m в режиме магнитной самоизоляции (2) имеет минимум $I = I_{\min}$ при некотором значении $\gamma_m = \gamma_m^*$ (рис. 2). В дальнейшем ветвь кривой слева от минимума $\gamma_m < \gamma_m^*$ будем называть левой, справа $\gamma_m > \gamma_m^*$ — правой. Отметим, что в большинстве работ, посвященных теории магнитной самоизоляции MITL [3,4], без достаточного обоснования предполагается, что самоизоляция в электромагнитной волне осуществляется при минимальном токе $I = I_{\min}$, и состояние электронного слоя соответствует $\gamma_m = \gamma_m^*$. В то же время в работах [5,6] получены уравнения, позволяющие найти значения γ_m для заданных параметров MITL, и показано, что при низких напряжениях в падающей волне, меньших $U \approx 3 \text{ MV}$, состояние линии соответствует левой ветви кривой $I(\gamma_m)$, для

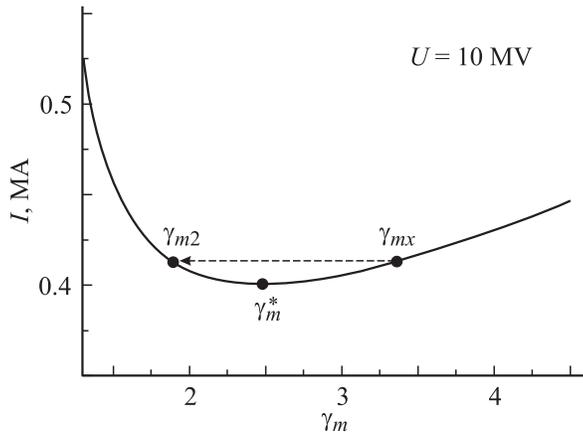


Рис. 2. Зависимость полного тока в линии I от γ_m в режиме магнитной самоизоляции. Точка на левой ветви кривой γ_{m2} — расчет γ_m из соотношений (1)–(4), (8) в предположении, что $\gamma_{m1} = \gamma_{mx}$. Стрелкой показан переход системы с правой ветви на левую, $U_1 = 10$ MV.

которой $\gamma_m < \gamma_m^*$, а для высоких напряжений, больших $U \approx 3$ MV, — правой $\gamma_m > \gamma_m^*$.

Пусть нам известны параметры падающей на нагрузку волны, т.е. известны $U_1, I_1, \gamma_{m1}, \rho_1$ и сопротивление нагрузки z . Для нахождения $U_2, I_2, \gamma_{m2}, \rho_2$ дополнительно к уравнениям (1), (2) используем следующие уравнения, первое из них

$$I_2 = \frac{U_2}{z} = \frac{mc^2}{ez} (\gamma_{a2} - 1). \quad (3)$$

Второе уравнение описывает закон сохранения электрического заряда

$$I_1 - I_2 = (\rho_2 - \rho_1)V_f, \quad (4)$$

где V_f — скорость отраженной волны.

Третье уравнение получим по стандартной процедуре нахождения скорости фронта волны. В инерциальной системе, движущейся со скоростью фронта волны, вследствие стационарности, напряженности полей, отмеченны штрихами, не меняются во времени, поэтому

$$\text{rot } \vec{E}' = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}'}{\partial t} = 0. \quad (5)$$

Следовательно, по теореме Стокса

$$\oint \vec{E}' d\vec{l} = 0, \quad (6)$$

где интегрирование ведется по замкнутому штрихованному контуру на рис. 1.

Перейдя в лабораторную систему координат, из (6) имеем

$$\int (E + \beta_f H) dl = 0, \quad (7)$$

где $\beta_f = V_f/c$, а интегрирование ведется по левому и правому участкам контура, причем слева и справа dl

имеют противоположные знаки. Тогда из (7) получим

$$\begin{aligned} & (\gamma_{a1} - 1) + \beta_f \sqrt{\gamma_{m1}^2 - 1} + \beta_f \frac{\gamma_{m1}}{\sqrt{\gamma_{m1}^2 - 1}} (\gamma_{a1} - \gamma_{m1}) \\ & = (\gamma_{a2} - 1) + \beta_f \sqrt{\gamma_{m2}^2 - 1} + \beta_f \frac{\gamma_{m2}}{\sqrt{\gamma_{m2}^2 - 1}} (\gamma_{a2} - \gamma_{m2}). \end{aligned} \quad (8)$$

Уравнения (1)–(4), (8) связывают величины $U_2, I_2, \gamma_{m2}, \rho_2, z$ и, следовательно, достаточны для их нахождения.

Известно, что если нагрузка согласована с линией, то напряжение, ток и состояние электронного слоя сохраняются (нет отражения). Если сопротивление нагрузки больше сопротивления линии в падающей волне, то непосредственно около нагрузки пучок высыпается на анодную трубу так, чтобы общее сопротивление стало согласованным и отражения не было, т.е. в „горячей“ линии уменьшение тока при отражении невозможно. Отметим, что уравнения (1)–(4), (8) дают и решение с уменьшением тока после отражения, которое мы отбрасываем по указанной причине. Если сопротивление нагрузки меньше волнового сопротивления в падающей волне, то возникает отраженная волна.

Пусть падающая волна магнитной самоизоляции соответствует правой ветви $I(\gamma_m)$. При отражении волны от нагрузки в режиме, близком к самосогласованному, полный ток в линии увеличится, а напряжение уменьшится. Очевидно, при этом электронный слой должен прижаться к катоду. Погонная плотность заряда ρ и γ_m уменьшатся, как это следует из (4) и (1). Но этого не может быть на правой ветви кривой магнитной самоизоляции $I(\gamma_m)$, так как на ней рост полного тока соответствует росту γ_m . Поэтому система должна перейти в состояние на левой ветви, где это условие выполняется. Конечно, кривая $I(\gamma_m)$ после отражения соответствует своему напряжению в падающей волне γ_a , но при отражении с минимальным увеличением тока и уменьшением напряжения приближенно можно считать кривую неизменной. Следовательно, после отражения состояние системы с необходимостью находится на левой ветви кривой $I(\gamma_m)$. Предположение о необходимости такого перехода было сделано в работе [7].

Результаты расчетов γ_{m2} из соотношений (1)–(4), (8) для различных напряжений в предположении, что в падающей волне релятивистский фактор электронов на границе слоя соответствует фактору, рассчитанному в модели предельного тока $\gamma_m = \gamma_{mx}$ [5,6], приведены на рис. 3. Расчеты показали, что для высоких напряжений в падающей волне, при которых система находится на правой ветви кривой магнитной самоизоляции $\gamma_{mx} > \gamma_m^*$, после отражения $\gamma_{m2} < \gamma_m^*$, и система переходит на левую ветвь кривой. Отметим, что значения γ_{m2} при этом практически не меняются $\gamma_{m2} \approx 1.9$, т.е. конечное состояние электронного слоя после отражения не зависит от напряжения в падающей волне. Зная значения γ_{m1}, γ_{m2} и учитывая, что в режимах работы MITL, близких к

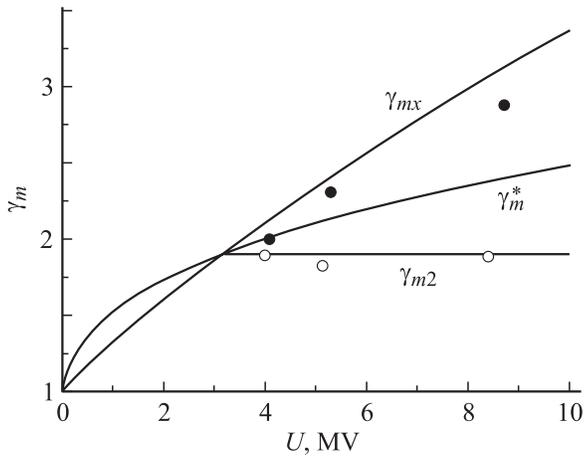


Рис. 3. Зависимость γ_m в падающей и отраженной волнах от U . Кривая γ_{m2} — расчет по формулам (1)–(4), (8) в предположении, что $\gamma_{m1} = \gamma_{mx}$; • и ○ — расчет γ_{m1} и γ_{m2} PIC кодом KARAT.

самосогласованному ($I_1 \approx I_2$), можно рассчитать коэффициент увеличения тока по катоду

$$\alpha = \frac{I_{2C}}{I_{1C}} = \frac{\gamma_{m1}}{\gamma_{m2}}$$

и коэффициент полезного использования мощности

$$\eta = \frac{I_{2C}}{I_2} = \frac{1}{\gamma_{m2}} \approx 0.53$$

в диоде в этих режимах.

Таким образом, если падающая волна находилась на левой ветви или в минимуме кривой $I(\gamma_m)$, то при минимальном изменении тока и напряжения после отражения минимальным будет и изменение токов в линии, т.е. практически будет отсутствовать конверсия тока. Но если падающая волна находилась на правой ветви кривой $I(\gamma_m)$, то даже при минимальном увеличении тока и уменьшении напряжения состояния электронного слоя в линии изменяется скачком за счет перехода с правой ветви кривой $I(\gamma_m)$ на левую. Этот переход из одного равновесного состояния электронного слоя в другое сопровождается скачкообразным уменьшением γ_m , т.е. конверсией вакуумного тока в ток по катоду.

Для проверки результатов развитой теории RT было проведено моделирование работы MITL в режимах с отражением волны магнитной самоизоляции от нагрузки с помощью кода KARAT [8]. При исследовании режимов отражения, близких к самосогласованным, диодный зазор d подбирался таким, чтобы при отражении волны ток и напряжение в линии изменялись незначительно. Результаты расчетов γ_{m1} и γ_{m2} в линии с диодной нагрузкой (рис. 1) для напряжений в падающей волне $U_1 = 4.1, 5.27$ и 8.7 MV приведены на рис. 3.

Моделирование показало, что использованное в работах [5,6] приближение максимального тока и законы сохранения позволяют с высокой точностью рассчитать

величину релятивистского фактора γ_{m1} в падающей волне. При этом для высоких напряжений $U_1 > 3$ MV состояние системы действительно описывается точкой на правой ветви кривой $I(\gamma_m)$, а для низких $U_1 < 3$ MV — на левой.

Результаты моделирования подтверждают существование эффекта конверсии тока в режимах, близких к самосогласованному, для достаточно высоких напряжений в падающей волне и отсутствие его при низких напряжениях.

Таким образом, разработанная теория RT и численное моделирование доказывают, что в вакуумной передающей линии при отражении от нагрузки волна магнитной самоизоляции с необходимостью находится на левой ветви кривой $I(\gamma_m)$. Поэтому отражение от нагрузки волны с напряжением больше $U_1 \approx 3$ MV, при котором состояние падающей волны описывается правой ветвью кривой $I(\gamma_m)$ [5,6], даже в режимах, близких к самосогласованному, приводит к резкому уменьшению релятивистского фактора γ_m , обусловленному переходом состояния линии с правой ветви кривой магнитной самоизоляции на левую [9]. Это связано с перестройкой электронного слоя, сопровождающейся конверсией значительной доли тока электронного слоя в ток по катоду (re-trapping). При этом коэффициент увеличения тока по катоду определяется отношением релятивистских факторов на внешней границе электронного слоя до и после отражения волны $\alpha = \gamma_{m1}/\gamma_{m2}$, а коэффициент полезного использования мощности в диоде ограничен и не превышает $\eta \approx 0.53$. Для низких напряжений этот эффект в режимах, близких к самосогласованному, не наблюдается.

Работа выполнена при поддержке российского фонда фундаментальных исследований (грант № 06-08-01267-а).

Список литературы

- [1] Bailey V.L., Corcoran P.A., Johnson D.L. et al. // Proc. of 15th Int. Conf. on High Power Particle Beams. Saint-Petersburg, Russia. July 18–23. 2004. P. 247–250.
- [2] Гордеев А.В., Заживихин В.В. // ЖТФ, 1980. Т. 50. Вып. 11. С. 2329–2334.
- [3] Гордеев А.В. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 4. С. 784–788.
- [4] Greedon J.M. // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. N 7. P. 2946–2955.
- [5] Беломытцев С.Я., Кириков А.В., Рыжов В.В. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 9. С. 76–82.
- [6] Беломытцев С.Я., Ким А.А., Кириков А.В., Рыжов В.В. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 11. С. 108–113.
- [7] Рудаков Л.И., Бабыкин М.В., Гордеев А.В. и др. Генерация и фокусировка сильноточных релятивистских электронных пучков. М.: Энергоатомиздат, 1990. 280 с.
- [8] Tarakanov V.P. User's Manual for Code Karat. Berkley Research Associate Inc.: Springfield, 1992.
- [9] Belomyttsev S.Ya., Kim A.A., Kirikov A.V., Ryzhov V.V. // Изв. вузов. Физика. 2006. № 11. Приложение. С. 234–239.