Затухание электромагнитного поля в стенках резонатора

или основные идеи расчета двигателя emdrive

Якубовский Е.Г.

e-mal yakubovski@rambler.ru

Затухание электромагнитного поля в стенках резонатора имеет свои особенности. Дело в том, что резонатор подпитывается энергией, иначе поле в нем было затухающим по классическим законам скин-эффекта.

Член $\exp(-\frac{z}{2\lambda\sqrt{Q}})$ учитывает уменьшение концентрации частиц вакуума при прохождении слоя. Он учитывает, что надо использовать вместо затухающего поля значение поля в полости резонатора т.е. используется добротность резонатора. Существует формула затухания энергии в резонаторе $E = E_0 \exp(i\omega t)\exp[-\omega t/(2Q)]$. Резонатор надо подпитывать с помощью магнетрона. Тогда потерянная энергия в стенках резонатора без учета действия магнетрона $E = E_9 \exp(-z/\lambda)$. Но резонатор подпитывается за счет магнетрона и происходит изменение энергии по закону $E = E_9 \exp[-z/(2\lambda\sqrt{Q})]$. Проводимость, входящая в формулу толщины скин-слоя, является величиной обратной сопротивлению. Это сопротивление эквивалентно затуханию электромагнитного поля, стоит под знаком корня в формуле для толщины скин-слоя, поэтому надо использовать корень из добротности.

Алгоритм, описанный в предыдущем разделе накладывает ограничение на используемую проводимость стенок двигателя. Поэтому предельная тяга двигателя emdrive, согласно этому алгоритму не может быть достигнута. По-видимому, при низких температурах, и значит большой проводимости, действуют другие законы затухания электромагнитного поля. Действующая сила определяется по той же формуле, но другой зависимости добротности от температуры

$$F=\omega\frac{E^2+H^2}{8\pi c_G/(2\cdot 137)}V\{\exp(-\frac{d_1}{\lambda_1\sqrt{Q}})-\exp[-\frac{(E^2+H^2)V}{8\pi kT}]\}, c_G=c\sqrt{1-(\omega_{cr}/\omega)^2}/\sqrt[4]{1+(\frac{4\pi\sigma}{\omega})^2}$$

Фазовая скорость в резонаторе равна $c_F=c/\sqrt{1-(\lambda/\lambda_{cr})^2}=c/\sqrt{1-(\omega_{cr}/\omega)^2}$. При этом групповая скорость равна $c_G=c\sqrt{1-(\omega_{cr}/\omega)^2}/\sqrt[4]{1+(\frac{4\pi\sigma}{\omega})^2}; c_F c_G=c^2$. Где λ_1, Q толщина скин-слоя и добротность резонатора. Член $\exp(-\frac{d_1}{\lambda_1\sqrt{Q}})$ учитывает уменьшение концентрации частиц вакуума при прохождении слоя. Он учитывает, что надо использовать вместо затухающего поля значение поля в полости резонатора, т.е. используется добротность резонатора. Проводимость, входящая в формулу толщины скин-слоя, является величиной обратной сопротивлению. Это сопротивление эквивалентно затуханию электромагнитного поля, стоит под знаком корня в формуле для толщины скин-слоя. Добротность после температуры, меньшей критической, считается по формуле $Q_{cr}=\frac{kW}{R_s P}=\sqrt{\frac{2\sigma_{cr}}{\omega_{cr}}}[\frac{(T-T_{cr})^4}{(T-T_{cr})^4+T_{cr}^4}+\frac{T_{cr}^4}{(T-T_{cr})^4+T_{cr}^3|T-T_{cr}|}\sqrt{\frac{2\sigma_{cr}}{\omega_{cr}}}]\frac{2\pi W}{l_{cr}P}$. До критической температуры, когда квантовые эффекты малы, имеется зависимость добротности от корня из проводимости, что и описывает предлагаемая формула. При температуре ниже критической добротность пропорциональна проводимости. При критической температуре происходит резкий скачок проводимости и деление на корень из проводимости, а не на четвертую степень проводимости, что приводит к независимости показателя экспоненты от проводимости. Формула для действующей силы имеет вид

$$F=\omega\frac{E^2+H^2}{8\pi c_G/(2\cdot 137)}V[\frac{2D_1^2}{D_1^2+D_2^2}\exp(-\frac{d_1}{\lambda\sqrt{Q}})-\frac{2D_2^2}{D_1^2+D_2^2}\exp(-\frac{d_2}{\lambda\sqrt{Q}})]=$$

$$=\omega\frac{(E^2+H^2)\sqrt[4]{1+(\frac{4\pi\sigma}{\omega})^2}}{8\pi c\sqrt{1-(\omega_{cr}/\omega)^2}/(2\cdot 137)}V[\frac{2D_1^2}{D_1^2+D_2^2}\exp(-\frac{d_1}{\lambda\sqrt{Q}})-\frac{2D_2^2}{D_1^2+D_2^2}\exp(-\frac{d_2}{\lambda\sqrt{Q}})]. \quad (1)$$

$$c_G=c\sqrt{1-(\omega_{cr}/\omega)^2}/\sqrt[4]{1+(\frac{4\pi\sigma}{\omega})^2}$$

Показатель в экспоненте при критической температуре считается по формуле

$$\frac{d_1}{\lambda\sqrt{Q}} = \frac{d_1}{c}\frac{\omega_{cr}\sqrt{\pi}\sqrt{|T_r - T|}}{\sqrt{2\pi W/(l_{cr}P)}\sqrt{T_r}} = \frac{d_1}{l_{cr}}\frac{\sqrt{\pi}\sqrt{|T_r - T|}}{\sqrt{2\pi W/(l_{cr}P)}\sqrt{T_r}} << 1 \qquad (2)$$

В книге [1] имеется формула (44.12), (45.16) глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник $\lambda = (\frac{mc^2}{4\pi e^2 n_s})^{1/2} = [\frac{mc^2 b}{8\pi e^2 \alpha(T_{cr} - T)}]^{1/2}$, где величина n_s - концентрация сверхпроводящих электронов. Отметим, что при условии $T \to T_{cr}, \lambda \to \infty$, что соответствует формуле (2). Но имеется еще одна проблема. Критическое напряжение магнитного поля определяется по формуле $H_{cr} = H_0(1 - \frac{T}{T_{cr}})^2$. Т.е. при бесконечной толщине скин-слоя максимальное магнитное поле равно нулю. Т.е. надо отступить от критической температуры, чтобы сверхпроводимость реализовалась при большом магнитном поле.

Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика т. IX, часть 2, Теория конденсированного состояния. Наука, М.,1976,449с.