

1. Борн М, Вольф Э Основы оптики. — М: Наука, 1970
2. Шестопапов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. — Харьков. Гос ун-т, 1973.
3. Богданов Ф. Г., Кеванишвили Г. Ш. — Радиотехника и электроника, 1983, 28, с. 1432.
4. Богданов Ф. Г., Кеванишвили Г. Ш., Чихладзе М. Н., Чихладзе Г. Г. Доклады IX Всесоюзного симпозиума по дифракции и распространению волн — Тбилиси, 1985, 2, с. 216

Грузинский политехнический институт

Поступила в редакцию 21 июля 1986 г.

УДК 621.372.512.3

ИМПУЛЬСНЫЙ РЕЖИМ ВОЗБУЖДЕНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ РЕЗОНАТОРОВ В ФОРМИРОВАТЕЛЯХ СВЧ ИМПУЛЬСОВ

С. А. Новиков, С. В. Разин, Ю. Г. Юшков

Формирователи СВЧ-импульсов, основанные на временной компрессии энергии электромагнитных колебаний, имеют выходную импульсную мощность, на 20÷70 дБ превышающую мощность СВЧ генератора накачки [1,2]. Наибольшее усиление достигается при использовании сверхпроводящих накопительных объемов с собственной добротностью $Q_0 = 10^9 \div 10^{10}$. Общий кпд зависит от эффективности накачки резонатора и потерь энергии в криогенной системе на его охлаждение.

Эффективностью накачки η является отношение энергии поля в резонаторе W_n к энергии возбуждающего поля. Для длительности импульса генератора t_n величина η может быть представлена в виде [3]

$$\eta = \frac{2\beta}{\beta + 1} \frac{(1 - e^{-\tau})^2}{\tau} \quad (1)$$

где β — коэффициент связи, $\tau = t_n/\tau_c$, τ_c — постоянная времени, равная $\tau_c = 2Q_0/\omega(1 + \beta)$, Q_0 — собственная добротность, ω — круговая частота электромагнитного поля.

Потери энергии в криогенной системе на охлаждение резонатора непосредственно связаны с омическими потерями в стенках резонатора. Они вызывают существенное уменьшение общего кпд формирователя, особенно при высоком уровне средней выходной мощности.

В данной работе оптимизируется режим работы при импульсном возбуждении СВЧ накопителя, а именно, определяются β и t_n , соответствующие максимальному кпд, для заданных Q_0 и W_n . Приводятся построенные в универсальном параметрическом виде графики соответствующих зависимостей для широкого диапазона соотношений импульсной мощности генератора P_T и величины W_n .

Очевидно, что один и тот же уровень W_n можно получить при различных P_T , β и t_n . Целесообразно ввести безразмерную величину $\alpha = W_n/(\tau_0 P_T)$, где $\tau_0 = Q_0/\omega$, характеризующую соотношение между энергетическими параметрами и собственной добротностью Q_0 . В зависимости от их значений будет изменяться длительность импульса генератора, которую можно получить из выражения (1):

$$\frac{t_n}{\tau_0} = - \frac{2}{1 + \beta} \ln \left(1 - \frac{1 + \beta}{2\sqrt{\alpha}} \sqrt{\alpha} \right) \quad (2)$$

Расчет для постоянной α показывает, что зависимости $\eta(\beta)$ и $t_n(\beta)$ имеют экстремумы при одинаковых β . Максимальному η соответствует минимальное t_n , так как при постоянной α это равнозначно минимальной энергии возбуждающего импульса. Значения t_n и β , соответствующие экстремумам, являются оптимальными. На рис. 1 приведены графики зависимостей оптимальных β , t_n/τ_0 , η , рассчитанных при α , взятой в качестве независимой переменной. Графики позволяют выбрать режим, обеспечивающий максимальную эффективность накачки резонатора. Заметим, что при $\alpha < 10^{-1}$ эффективность остается практически постоянной, $\eta \approx 0,8$.

Для более полного учета энергетических затрат рассмотрим потери в стенках резонатора W_p и потери на отражение $W_{отр}$ в течение длительности одного импульса t_n . Анализ переходного процесса приводит к следующим выражениям:

$$\frac{W_p}{t_n P_T} = \frac{4\beta}{(1 + \beta)^2} \left[1 - \frac{1}{\gamma} ((1 - e^{-\tau}) + \frac{1}{2} (1 - e^{-\tau})^2) \right]; \quad (3)$$

$$\frac{W_{отр}}{t_n P_r} = \left(\frac{\beta - 1}{\beta + 1} \right)^2 \left[1 - \frac{1}{\gamma} (2n(1 - e^{-\gamma}) - \frac{n^2}{2}(1 - e^{-2\gamma})) \right], \quad (4)$$

где $n = 2\beta/(\beta - 1)$. Графики зависимостей $W_{отр}/(t_n P_r)$ (кривая 1) и $W_p/(t_n P_r)$ (кривая 2) при независимой переменной α приведены на рис. 2. Всем точкам на кривых соответствуют β , для которых эффективность накачки имеет максимально возможное значение. Из рисунка видно, что если потери на отражение остаются примерно одинаковыми в широком диапазоне изменения α , то потери в стенках резонатора быстро уменьшаются с уменьшением α . При $\alpha = 0,04$ потери в стенках резонатора становятся на порядок меньше потерь на отражение. Возможность выбора режима работы с малыми тепловыми потерями электромагнитной энергии имеет большое значение, так как уменьшение этих потерь на 1 Вт приводит к уменьшению расходуемой на питание криогенного оборудования мощности на $1 \div 2$ кВт.

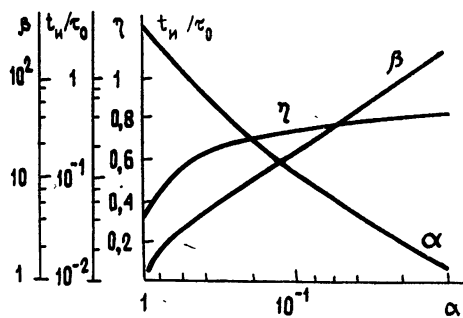


Рис. 1.

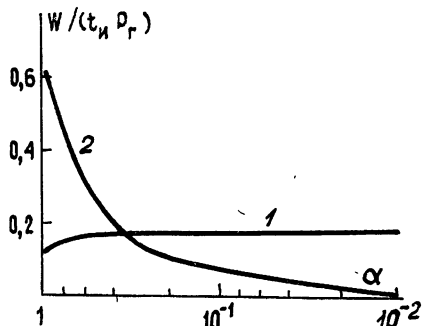


Рис. 2.

Малые значения α реализуются при больших P_r или высокой собственной добротности Q_0 накопителя. Это означает, что при невысокой допустимой мощности теплоотвода в криостате требуемая энергия поля в резонаторе может быть достигнута увеличением P_r или Q_0 . Графики рис. 2 относятся к оптимальным t_n и β , которые поэтому определяются из рис. 1 для тех же значений α . Уменьшение доли W_p в общих энергетических потерях объясняется уменьшением t_n , достаточной для возбуждения в накопителе поля с энергией W_n .

Таким образом, результаты данной работы позволяют выбрать режим работы формирователя импульсов с максимальным общим КПД и заданными параметрами его выходных импульсов. Показана возможность увеличения общего КПД за счет снижения тепловых потерь при импульсном возбуждении резонатора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Диденко А. Н., Юшков Ю. Г. Мощные СВЧ импульсы наносекундной длительности. — М.: Энергоатомиздат, 1984
2. Августинович В. А., Новиков С. А., Разин С. В., Юшков Ю. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1985, 25, № 10, с. 1347.
3. Бараев С. В., Коровин О. П. — ЖТФ, 1980, 50, № 11, с. 2465.

Томский политехнический институт

Поступила в редакцию
11 июля 1986 г.

УДК [535:621.373 8].539

ОПТОТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ ПЛАВЛЕНИЕ ВЕЩЕСТВА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С НЕФОКУСИРОВАННЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Н. Сакевич, Г. Рогачев, Э. Поляк, Г. Макеенко

Появление мощного лазерного излучения (ЛИ) не только преобразило многие области науки и техники, но и выявило различие между механизмами взаимодействия лазерного и обычного оптического излучения с веществом. Большинство исследований по изучению механизма взаимодействия ЛИ с веществом посвящено его действию на твердые тела. Что касается жидкостей [1] и особенно жидких сред, входящих в состав живого организма [2], то этот механизм изучен недостаточно. При этом большинство работ посвящено действию фокусированного ЛИ (ФЛИ) на вещество. У многих исследователей создается мнение о том, что нефокусированное лазерное излучение (НЛИ) не способно вызвать плавление веществ. Проведенные нами эксперименты показали, что НЛИ в зависимости от мощности способно разогреть и расплавить вещество, т. е. произвести оптотермодинамическое плавление (ОТП) за весьма малый промежуток времени.