

УДК 621.385.6

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПРИБОРАХ С ТРОХОИДАЛЬНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

И. И. Антаков, В. Г. Климов, Р. В. Линьков

Рассматривается возможность использования импульсного магнитного поля в генераторах, в которых имеет место взаимодействие трохоидального электронного пучка с бегущей электромагнитной волной на частоте $\omega \simeq \omega_H$ (ω_H — гирочастота). Оценивается величина искажения импульсного магнитного поля металлическими электродами лампы; найдены условия малости этих искажений. На экспериментальном макете генератора 8-мм диапазона получена мощность колебаний в импульсе порядка 30 вт.

ВВЕДЕНИЕ

Как показано в работах [1-3], электронные приборы с трохоидальными (винтовыми) электронными пучками, направляемыми скрещенными электрическим и магнитным полями (продольным магнитным полем), могут быть использованы для генерации и усиления электромагнитных колебаний. При взаимодействии с бегущей электромагнитной волной частота усиливаемых или генерируемых колебаний связана с величиной магнитного поля условием синхронизма $\omega = n\omega_H (1 - v_0 v_\phi / v_\phi^2)^{-1}$ (ω_H — гирочастота электронов, v_ϕ — фазовая скорость электромагнитной волны, v_0 — скорость дрейфа электронов, $n = 1, 2, 3, \dots$).

Практически наиболее выгодно работать на первой гармонике $\omega \simeq \omega_H$ ($n = 1$), так как взаимодействие на высших гармониках $n \neq 1$ обеспечивает меньшую эффективность передачи энергии электронного пучка волне. Поэтому для перехода в диапазон коротких миллиметровых и субмиллиметровых волн необходимы сильные магнитные поля с напряженностью до 100 ÷ 200 кэ. Создание постоянных магнитных полей такой напряженности связано с настолько большими трудностями, что их использование в настоящее время практически невозможно. Поэтому единственная возможность построения электронных приборов с трохоидальными и винтовыми электронными пучками в диапазоне коротких миллиметровых волн связана пока с использованием импульсных магнитных полей*.

Импульсные магнитные поля с напряженностью до 10^5 э могут быть получены довольно простыми средствами (см., например, [4, 5]). Однако применение таких полей в генераторах и усилителях рассматриваемого типа связано со следующими в известной мере принципиальными трудностями:

1) создание магнитного поля необходимой конфигурации требует применения катушек с обмотками сложной формы, которые трудно выполнить достаточно прочными по отношению к ударным механическим нагрузкам при одновременном обеспечении эффективного охлаждения;

* Появление сверхпроводящих магнитов с большими напряженностями поля может существенно изменить ситуацию.

2) вихревые токи, возникающие в металлических электродах лампы, экранируют магнитное поле и искажают его распределение в пространстве и времени.

В настоящей работе оценены искажения магнитного поля электродами лампы и приведены результаты исследования генератора на основной частоте $\omega \approx \omega_H$ с трохoidalным электронным пучком, направляемым импульсными электрическим и магнитным полями. Основное внимание было уделено выяснению возможности использования импульсного магнитного поля в приборах данного типа; в связи с этим не ставилась задача получения большой мощности, высокого КПД, предельно высоких частот генерации и т.д.

1. КОНСТРУКЦИЯ ГЕНЕРАТОРА

Работа проводилась в 8-мм диапазоне длин волн с простыми макетами, конструкция которых в основном аналогична конструкции усилителя 3-см диапазона с постоянным магнитным полем [2]. Схематический чертеж генератора приведен на рис. 1. Пространство взаимодействия генератора образуется катодной пластиной 2 и анодом 1, составляющими плоскую гребенчатую линию; параметры последней подбирались

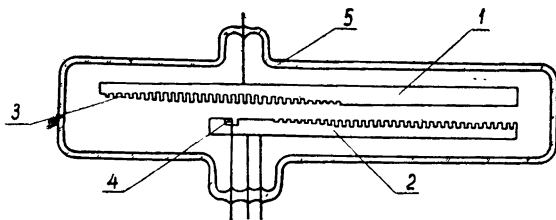


Рис. 1. Схематический чертеж генератора:
1—анод, 2—катодная пластина, 3—излучающая гребенка, 4—катод.

так, чтобы величина коэффициента замедления $s = c/v_{\phi}$ в диапазоне $(8 \div 8,3)$ мм не превышала $1,2 \div 1,4$. Применение гребенчатой линии позволило уменьшить отражение волны от катодного узла.

Лампа не имела волноводного вывода энергии; выход генератора был связан непосредственно с антенной поверхностной волны 3 (скошенной гребенкой), расположенной внутри стеклянной вакуумной оболочки. Прием осуществлялся на рупор. Катод генератора 4, выполненный в виде танталовой ленты, покрытой гексаборидом лантана, располагался в щелевом вырезе на катодной пластине.

С целью фокусировки электронного пучка на катодную пластину подавался отрицательный относительно катода потенциал. Катод генератора помещался в относительно слабое магнитное поле $H_k = (0,12 \div 0,16) H_{\max}$ (H_{\max} — поле в пространстве взаимодействия). При движении в нарастающем магнитном поле циклоидальные в области катода траектории электронов трансформируются к началу пространства взаимодействия в сильно скрученные трохoidalные траектории*.

2. ИМПУЛЬСНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Проведенная на основании результатов работы [3] оценка размеров пространства взаимодействия показывает, что при выбранном пусковом токе $I_n = 20$ ма для эффективной работы прибора необходимо обеспе-

* Подробно формирование трохoidalных электронных пучков в нарастающем магнитном поле рассмотрено в [6].

чить однородность магнитного поля в объеме $0,3 \times 0,5 \times 3 \text{ см}^3$ с точностью $\Delta H/H < 10^{-3}$ *. Изготовленный в соответствии с этим магнит представляет собой две соосные прямоугольные катушки с внешними размерами 3 см, 2,4 см, 8 см (соответственно высота, ширина и длина катушки) и расстоянием между катушками 2 см. Обмотка катушки расслоена для уменьшения крутизны спада поля в области катода. Распределение магнитного поля вдоль лампы приведено на рис. 2.

Магнитное поле напряженностью $12 \div 15 \text{ кэ}$ создается импульсным

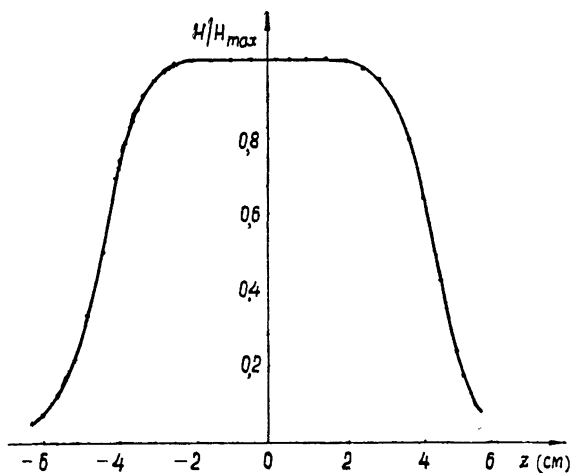


Рис. 2. Распределение магнитного поля вдоль электродов лампы.

током $1600 \div 2000 \text{ а}$, протекающим через катушки при разряде батареи конденсаторов емкостью $C = 500 \text{ мкф}$, заряжаемой до напряжения $(1,5 \div 1,8) \text{ кв}$. Коммутация тока осуществляется двумя игнитронами, один из которых пропускает ток через катушки, а второй демпфирует отрицательную полуволну тока. Получаемые импульсы тока имеют форму одного полупериода синусоиды длительностью τ , равной половине периода собственных колебаний контура, состоящего из батареи конденсаторов и индуктивности катушек ($\tau = \pi/\omega_0$, ω_0 — частота собственных колебаний). При выбранных параметрах схемы $\tau = 1,5 \text{ мксек}$. Запуск установки производился от блока синхронизации с частотой один раз в $13 \div 15 \text{ сек}$. Ввиду большой скважности специальных мер для охлаждения магнита не принималось.

3. ОЦЕНКА ИСКАЖЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЭЛЕКТРОДАМИ ЛАМПЫ

Магнитное поле в пространстве взаимодействия искажается полями вихревых токов, наводимых в металлических электродах лампы. Прямоугольные электроды лампы, изготовленные из бескислородной меди, взяты довольно толстыми (толщиной 4 мм) для обеспечения механической жесткости конструкции. При длительности импульса поля $\tau = 1,5 \text{ мксек}$ глубина скин-слоя основной гармоники вихревого тока (равная 3,6 мм) оказалась одного порядка с толщиной электродов. К сожалению, точное решение задачи о возбуждении вихревых токов и полей возможно лишь в случае тел простейшей конфигурации (шар, цилиндр и т. п.), помещенных в однородное и изменяющееся во времени по гармоническому закону магнитное поле. Для тел более сложной конфигурации задача несколько упрощается при сильном скин-эффекте. Если же характерные размеры проводника порядка толщины скин-слоя, то отыскание точного решения задачи связано с большими, обычно непреодолимыми трудностями.

* Из анализа дисперсионного уравнения системы [8] следует, что эффективность взаимодействия трохлоидального электронного пучка с бегущей электромагнитной волной заметно ослабляется, если $\Delta H/H \approx C v_0/v_{\phi}$ (C — параметр взаимодействия). Приведенная оценка получается, исходя из рабочих значений $c = 10^{-1}$ и $v_0/v_{\phi} = 10^{-2}$.

Ниже приводится оценка вносимых искажений, сделанная путем замены электродов лампы эквивалентными короткозамкнутыми витками с индуктивностью L и сопротивлением R . Пренебрегая действием электродов друг на друга и влиянием их на ток в катушках магнита, для тока в витке (изображение по Лапласу) получим

$$\tilde{i}_в = - \frac{Mp}{Lp + R} \tilde{i}_m(p), \tag{1}$$

где M — коэффициент взаимоиндукции витка и катушек магнита, $\tilde{i}_в$, \tilde{i}_m — изображение по Лампласу токов в катушках и витке. Перпендикулярную плоскости витка компоненту магнитного поля, возбуждаемую этим током, можно представить в виде

$$\tilde{H}_в = \frac{\bar{\alpha}(xyz) S}{\int_S \bar{\alpha}(xy_0z) dx dz} \frac{Tp}{1 + Tp} \tilde{H}_0(p), \tag{2}$$

где $\bar{\alpha}(xyz)$ — функция распределения магнитного поля витка, y_0 — координата плоскости витка, S — его площадь, T — постоянная времени витка, $\tilde{H}_0(p)$ — изображение поля, создаваемого катушками магнита. Поле в межэлектродном пространстве является суперпозицией полей обоих электродов и внешнего поля. Переходя от изображений к оригиналу и обозначая $\alpha_{1,2} = \bar{\alpha}_{1,2}(xyz) S / \int_S \bar{\alpha}_{1,2}(xy_0z) dx dz$ (индексы 1, 2 соответствуют функциям распределения полей токов в первой и второй пластинах), для результирующего поля получим

$$H = \begin{cases} H_m \left\{ \left[1 + \frac{(\alpha_1 + \alpha_2) \omega_0^2 T^2}{1 + \omega_0^2 T^2} \right] \sin(\omega_0 t) + \frac{(\alpha_1 + \alpha_2) \omega_0 T}{1 + \omega_0^2 T^2} [\cos(\omega_0 T) - e^{-T/t}] \right\} & (0 \leq t \leq \pi/\omega_0), \\ H_m \frac{(\alpha_1 + \alpha_2) \omega_0 T}{1 + \omega_0^2 T^2} (1 - e^{-\pi/\omega_0 T}) \exp - \frac{t - \pi/\omega_0}{T} & (t > \pi/\omega_0). \end{cases} \tag{3}$$

Как видно из этого выражения, форма импульса и максимальное значение магнитного поля различны в различных точках межэлектродного пространства вследствие зависимости α_1 и α_2 от координат. Степень искажения импульса поля зависит от частоты ω_0 и постоянной времени эквивалентных витков. Постоянная времени T , зависящая от конфигурации и материала электродов, может быть определена экспериментально или путем приближенного расчета L и R эквивалентных витков. Эквивалентная индуктивность электродов лампы, имеющих форму прямоугольных пластин, зависит от частоты ω_0 ; наибольшей величиной этой индуктивности будет являться индуктивность полосковой двухпроводной линии с расстоянием между полосками, равными толщине электрода. В качестве оценки активного сопротивления можно взять удвоенное сопротивление витка постоянному току, что приближенно учитывает неравномерность распределения тока по сечению проводника при условии, что толщина электрода одного порядка или меньше толщины скин-слоя. Таким образом,

$$L \simeq Z_0 a/bc, \quad R \simeq 8\rho/ab, \tag{4}$$

где Z_0 — импеданс свободного пространства, ρ — удельное сопротивление материала электрода, c — скорость света в вакууме, a и b — соответственной толщина и ширина электрода.

— Поскольку амплитуда вихревого поля зависит лишь от $\omega_0 T$, то соответствующим выбором этого параметра можно сделать пространственные искажения меньше наперед заданной величины. Очевидно, что наибольшее различие в форме импульса будет между двумя точками, для одной из которых $\alpha_1 + \alpha_2 \approx 1$, а для другой $\alpha_1 + \alpha_2 \approx 0$. В этом случае, задаваясь отношением $\Delta H/H < 10^{-2}$, из (4) получим, что $\omega_0 T < 0,08$. Используя (5), получаем $Z_0 \omega_0 a^2 < 0,64 c \rho$. Выполнение этого неравенства достигается за счет подбора материала и толщины электродов. Для более точных оценок можно воспользоваться знанием

распределения поля, вычисленного по известным формулам [7] для тонкой прямоугольной катушки.

Хотя выбранные таким образом функции $\alpha_{1,2}(xyz)$ довольно грубо представляют поле реального электрода, возможность использования такой замены оправдывается в практически интересных случаях малых искажений, когда амплитуда вихревого поля невелика. Рассчитанная с учетом этих идеализаций форма импульса магнитного поля в различных точках межэлектродного зора (для электродов с $a = 4$ мм, $b = 4,5$ мм, $\omega_0 = 2100$ рад·сек⁻¹) изображена на рис. 3. На том же рисунке показана форма импульсов внешнего поля.

Рис. 3. Форма импульса магнитного поля: 1—импульс невозмущенного поля, 2—импульс в середине межэлектродного пространства, 3—импульс на краю межэлектродного пространства.

к появлению отрицательного участка с экспоненциально спадающим «хвостом».

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАТОРА

Установка, на которой проводились исследования, работает следующим образом: с генератора развертки осциллографа подается запускающий импульс (с частотой один раз в $13 \div 15$ сек) на блок синхронизации, вырабатывающий импульс для запуска ignитронов и импульс запуска высоковольтного импульсного генератора. Импульс напряжения длительности $\tau_a = 150$ мксек подается на анод лампы с задержкой во времени относительно начала импульса магнитного поля. С изменением времени задержки происходит изменение величины магнитного поля в момент генерации электромагнитных колебаний и, таким образом, осуществляется в некоторых пределах перестройка частоты от импульса к импульсу.

Электромагнитная энергия, излучаемая со скошенного конца гребенчатой линии, принимается рупором и через калиброванный аттенюатор

поступает на волномер и детекторную камеру. Импульс с детектора и импульс тока магнита, снимаемый с безындукционного шунта, регистрируется на двухлучевом осциллографе. Амплитуда протектированного импульса на экране осциллографа калибруется по мощности с помощью стандартного сигнала от постороннего источника.

Фотографии генерируемого импульса с метками волномера и им-

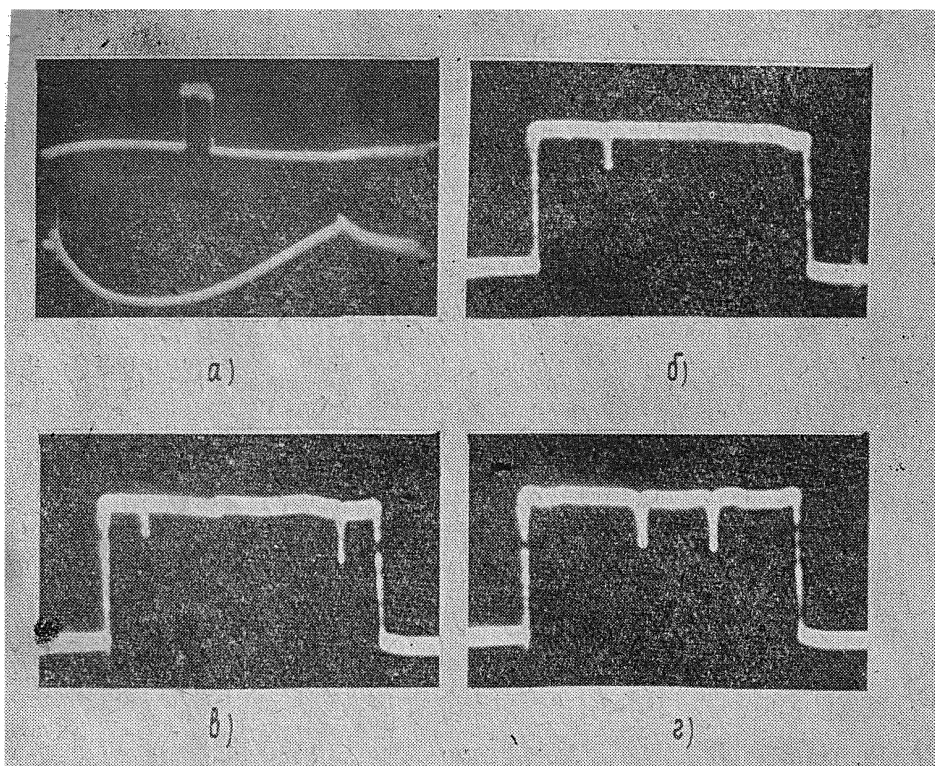


Рис. 4. Осциллограммы генерируемого импульса и импульса магнитного поля.

пульса магнитного поля приведены на рис. 4. На рис. 4а изображены совместно импульс магнитного поля и генерируемый импульс, смещенный относительно максимума поля. Этот же генерируемый импульс в более крупном масштабе и с волномерной меткой изображен на рис. 4б. Фотографии рис. 4в и рис. 4г соответствуют симметричному расположению импульсов генерации и магнитного поля, что видно по симметричному положению волномерных меток. Перестройка частоты внутри импульса довольно точно соответствует синусоидальному закону изменения магнитного поля во времени (измеренная длина волны колебаний на краях импульса и его середине отличаются на величину $\Delta\lambda = 0,1$ мм). Средняя длина волны колебаний перестраивается путем изменения магнитного поля в пределах $\lambda = (8 \div 8,3)$ мм. Измеренная импульсная мощность при анодном напряжении $U_a = 8$ кВ и токе пучка $I_0 = 120$ мА составляла $20 \div 30$ Вт. Возможно, по-видимому, повышение мощности генерируемых колебаний за счет уменьшения пространственных и временных искажений импульса магнитного поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Гапонов, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 4, 547 (1961).
2. И. И. Антаков, Р. П. Васильев, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 2, 741 (1959).
3. И. И. Антаков, В. М. Боков, Р. П. Васильев, А. В. Гапонов, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 3, 1033 (1960).
4. Г. М. Страховский и Н. В. Кравцов, УФН, 70, 693 (1960).
5. В. Р. Карасик, ПТЭ, № 6, 5 (1962).
6. В. А. Флягин, Т. Б. Панкратова, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 5, 957 (1962).
7. С. Я. Явор, М. Силадъи, ПТЭ, № 1, 147 (1961).

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
1 апреля 1965 г.

THE USE OF IMPULSE MAGNETIC FIELD IN DEVICES WITH TROCHOIDAL
ELECTRON BEAM

I. I. Antakov, V. G. Klimov, R. V. Lin'kov

The possibilities using impulse magnetic field in oscillators with resonant interaction of trochoidal electron beam and traveling electromagnetic wave at electron cyclotron frequency. An estimation is given for distortions of impulse magnetic field by metallic electrodes of the tube. The conditions are found under which the distortions are negligible. The peak power about 30 w was detected in a 8 mm impulse oscillator device.