для звуковых или инфранизких частот. Задержка сигналов по времени осуществлялась с помощью записи их на магнитную ленту и последующего воспроизведения разнесенными приемниками (аналогично способу, описанному в работах [2, 3]). При работе в области инфразвуковых частот применялась амплитудная модуляция. Область рабочих частот перемножающего и усредняющего блока 0 ÷ 15 *кгц*.

Работа электромеханического устройства с коррелятором показала, что оно вполне удовлетворяет требованиям, предъявляемым к прибору средней точности. В нашем случае погрешность перемножающего устройства была значительно меньше погрешностей других узлов коррелятора. Аналогичные приборы могут быть применены и при ряде других измерений.

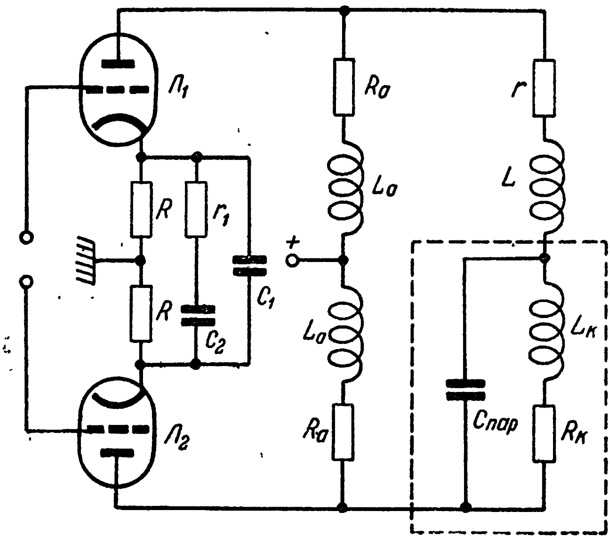

Рис. 2. Схема усилителя: $L_k R_k C_k$ — эквивалентные параметры одной из обмоток перемножающего элемента, лампы $Л_1$, $Л_2$ типа 6П9 в триодном включении; $R=1$ *ком*, $R_a = 3$ *ком*; $L_a/R_a = (L+L_k)/(r+R_k)$, цепочка r_1, C_1, C_2 подбирается при наладке.

В заключение автор выражает глубокую благодарность С. П. Стрелкову за внимание и помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Солодовников, Введение в статистическую динамику систем автоматического управления, ГИТТЛ, М.—Л., 1952.
2. Ю. В. Новиков, Магнитный коррелограф, сер. Приборы и стенды, тема № 6, № ПС, 55—504, 1956.
3. J. N. Holmes, J. M. C. Duces, Proc. IEE, **101**, 225 (1954).

Московский государственный университет

Поступила в редакцию 22 декабря 1958 г.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ РАЗЛИЧНЫХ НАПРАВЛЕНИЙ

В. М. Лопухин

Целью настоящей заметки является изучение электромагнитных волн в системе электронных потоков, имеющих различные направления. Решение одной из частных задач этого типа было ранее дано в работе [1]. В настоящем письме задача решается с помощью более общего метода, основанного на совместном решении линеаризованного кинетического уравнения для функции распределения f и уравнения Пуассона:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \boldsymbol{v}\,\mathrm{grad}_r f + \frac{eE}{m}\,\mathrm{grad}_v f_0 = 0; \tag{1}$$

$$\mathrm{div}\,E = \varepsilon_0^{-1}\rho; \tag{2}$$

где e и m — заряд и масса электрона, $\boldsymbol{v}$ — его скорость, $f(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{v}, t)$ и $f_0(v)$ — переменная и постоянная составляющие функции распределения электронов по скорости, E ($в \cdot м^{-1}$) — напряженность электрического поля, ρ ($кул \cdot м^{-3}$) — плотность электронного заряда, $\varepsilon_0 = 8{,}86 \cdot 10^{-12}$ $ф \cdot м^{-1}$.

Поскольку уравнение (1) записано в нерелятивистском приближении, магнитное поле и вихревое электрическое поле можно не учитывать; кроме того, при написании уравнения (1) предполагается, что $|f| \ll f_0$, $|\mathrm{grad}_{\boldsymbol{v}} f| \ll |\mathrm{grad}_{\boldsymbol{v}} f_0|$.

Электронные потоки будем считать однородными, полагая $f_0(v)$ не зависящей от $\boldsymbol{r}$.

Предполагая, что $f(r, v, t)$ и $E(r, t)$ пропорциональны множителю $e^{i(\omega t - \alpha x - \beta y - \gamma z)}$, и находя условие совместности уравнений (1) и (2), приходим к дисперсионному уравнению [2]

$$\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = -\frac{e^2}{m\varepsilon_0} \int \int\limits_{-\infty}^{\infty} \int \frac{\alpha \dfrac{\partial f_0}{\partial v_x} + \beta \dfrac{\partial f_0}{\partial v_y} + \gamma \dfrac{\partial f_0}{\partial v_z}}{\omega - \alpha v_x - \beta v_y - \gamma v_z} \, dv_x \, dv_y \, dv_z. \tag{3}$$

Дисперсионное уравнение (3) устанавливает связь между постоянными распространения α, β и γ волнового процесса и функцией распределения $f_0(v_x, v_y, v_z)$. Функцию $f_0(v_x, v_y, v_z)$ следует считать известной, так как она связана с условиями формирования электронного потока. В общем случае $f_0(v)$ учитывает тепловое движение электронов.

Рассмотрим применение уравнения (3) к различным частным задачам.

I. Пусть n потоков со средними концентрациями N_k ($k = 1, 2, \ldots, n$) имеют средние скорости $\boldsymbol{v}_k(v_{xk}, v_{yk}, v_{zk})$. Пренебрегая дисперсией скоростей частиц, положим в этом случае

$$f_0(v_x, v_y, v_z) = \sum_{k=1}^{n} N_k \,\delta(v_x - v_{xk})\, \delta(v_y - v_{yk})\, \delta(v_z - v_{zk}). \tag{4}$$

Подставляя (4) в (3), получаем дисперсионное уравнение рассматриваемой задачи

$$1 = \sum_{k=1}^{n} \frac{\omega_{pk}^2}{(\omega - \alpha v_{xk} - \beta v_{yk} - \gamma v_{zk})^2}, \tag{5}$$

где $\omega_{pk}^2 = e^2 N_k / m\varepsilon_0$. Полагая в (5) $n=2$, $\omega_{p1} = \omega_{p2}$, $v_{zk} = 0$ ($k=1,2$) и $v_{y2} = -v_{y1}$, получаем дисперсионное уравнение, исследованное в статье [1].

II. Если $n = n_1 + n_2 + n_3$, причем в n_1 потоках $v_{xk} \neq 0$, $N_k = N_{xk} \neq 0$, $v_{yk} = v_{zk} = 0$, в n_2 потоках $v_{yk} \neq 0$, $N_k = N_{yk} \neq 0$, $v_{zk} = v_{xk} = 0$, и в n_3 потоках $v_{zk} \neq 0$, $N_k = N_{zk} \neq 0$, $v_{xk} = v_{yk} = 0$, то уравнение (5) можно записать в виде:

$$1 = \sum_{i=1}^{n_1} \frac{\omega_{xi}^2}{(\omega - \alpha v_{xi})^2} + \sum_{i=1}^{n_2} \frac{\omega_{yi}^2}{(\omega - \beta v_{yi})^2} + \sum_{i=1}^{n_3} \frac{\omega_{zi}^2}{(\omega - \gamma v_{zi})^2}, \tag{6}$$

где

$$\omega_{xi}^2 = \frac{e^2 N_{xi}}{m\varepsilon_0}; \quad \omega_{yi}^2 = e^2 N_{yi}/m\varepsilon_0; \quad \omega_{zi}^2 = e^2 N_{zi}/m\varepsilon_0.$$

Уравнение (6) является обобщением дисперсионного уравнения лампы с n_1 лучами, движущимися в направлении оси x.

Пусть потоки в направлении осей y и z модулированы по плотности с периодами $2\pi/\beta$ и $2\pi/\gamma$, где β и γ — действительные величины. Применяя графический метод анализа корней дисперсионного уравнения (6) (см., например, [3,4]), легко убедиться, что в этом случае наличие перпендикулярных потоков облегчает появление комплексно-сопряженных корней уравнения (6), соответствующих затухающим и нарастающим вдоль оси x решениям. В частности, при определенных условиях возможны нарастающие решения в системе двух взаимно-перпендикулярных потоков.

III. Рассмотрим ту же задачу, что и в пункте I, учитывая, однако, тепловой разброс скоростей Δv_{xk}, Δv_{yk}, Δv_{zk} в электронных потоках. В этом случае в грубом приближении можно положить:

$$f_0(v_x, v_y, v_z) = \sum_{k=1}^{n} N_k \prod(v_x, \Delta v_{xk}) \prod(v_y, \Delta v_{yk}) \prod(v_z, \Delta v_{zk}); \tag{7}$$

$$\prod (v_x\,,\ \Delta v_{xk}) = \begin{cases} 0 & \text{для} \quad -\infty < v_x < v_x - \Delta v_{xk}/2 \\ 1/\Delta v_{xk} & \text{для} \quad v_{xk} - \Delta v_{xk}/2 \leqslant v_x \leqslant v_{xk} + \Delta v_{xk}/2\,. \\ 0 & \text{для} \quad v_{xk} + \Delta v_{xk}/2 < v_x < \infty \end{cases} \tag{8}$$

Выражения для $\prod (v_y\,,\ \Delta v_{yk})$ и $\prod (v_z\,,\ \Delta v_{zk})$ получаются заменой в (8) индекса x на индексы y и z соответственно.

Подставляя (7) в (3) и интегрируя, имеем:

$$1 = \sum_{k=1}^{n} \frac{\omega_{pk}^2}{b_k^2} \left[1 + \frac{a_{1k}^2}{b_k^2} + \frac{a_{2k}^2}{b_k^2} + \frac{a_{3k}^2}{b_k^2} + 0 \left(\frac{a_{ik}^4}{b_k^4} \right) \right], \tag{9}$$

где

$$b_k = \omega - \alpha\, v_{xk} - \beta\, v_{yk} - \gamma\, v_{zk}\,;$$

$$a_{1k} = \alpha \Delta\, v_{xk}/2; \quad a_{2k} = \beta \Delta\, v_{yk}/2; \quad a_{3k} = \gamma \Delta\, v_{zk}/2$$

$(0 \left(a_{ik}^4 / b_k^4 \right)$ — остаточные члены, имеющие порядок $a_{ik}^4 / b_k^4 \ll 1)$.

Применяя уравнение (9) к задаче о взаимодействии двух электронных потоков с одинаковой средней концентрацией частиц в потоках $N_1 = N_2$, одинаковой средней скоростью потоков $v_{x1} = v_{x2}$ в направлении оси x и скоростями v_{y1} и $-v_{y1}$ в направлении оси y, с разбросом скоростей электронов в потоках Δv_{x1} и Δv_{y1}, можно убедиться в том, что разброс электронов по скоростям уменьшает коэффициент нарастания волны в направлении оси x. Этот результат является обобщением задачи, рассмотренной ранее в работе [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. J. R. Pierce and L. R. Walker, BSTJ, **25**, 109 (1956).
2. А. А. Власов, ЖЭТФ, **8**, 291 (1938).
3. М. И. Каганов, ЖТФ, **23**, 514 (1953).
4. В. М. Лопухин и Ю. Д. Самородов, ЖТФ, **25**, 1265 (1955).

Московский государственный университет

Поступила в редакцию 25 декабря 1958 г.

СХЕМА СОКРАЩЕННОГО ДЕЛЕНИЯ ДЛЯ ЦИФРОВЫХ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ МАШИН ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОГО ДЕЙСТВИЯ

Ю. Л. Кетков

Идея, которая реализуется предлагаемой схемой, достаточно подробно описана в [1] и [2]. Однако для построения схемы сокращенного деления авторы этих работ требуют, чтобы делитель был нормализован (т. е. содержал единицу в старшем разряде) и чтобы деление выполнялось в варианте со сдвигом остатка влево.

Описываемая в данной статье схема предполагает представление чисел в прямых кодах с фиксированной в любом месте запятой и допускает деление как со сдвигом остатка, так и со сдвигом делителя, не требуя нормализации последнего.

В качестве арифметических регистров использованы рециркуляционные регистры, выполненные на магнитном барабане [3]. В цепь рециркуляции регистра включена цепочка динамических триггеров, с помощью которых можно изменить длину рециркуляционной петли и, тем самым, осуществлять сдвиг содержимого регистра сразу на несколько разрядов в ту или иную сторону.

В схеме имеются регистры делимого (P_1), делителя (P_2), результата (P_3) и управляющий регистр (P_4). Числа в регистрах циркулируют без знаков. Знак результата формируется специальной схемой и присваивается результату после выполнения операции. Одновременно с вводом чисел в регистры P_1 и P_2 в управляющий регистр P_4 вводится код, имеющий только одну единицу в разряде, соответствующем позиции 2^0. Операция деления осуществляется в два этапа. На первом этапе производится „выравнивание порядков"—сдвиг делителя влево до тех пор, пока его старший разряд не окажется под старшим разрядом делимого. Одновременно происходит сдвиг влево на столько же разрядов управляющего кода в P_4. Если делитель оказывается больше делимого, то „выравнивания порядков" не происходит. Следующий этап—собственно