ЛИТЕРАТУРА

1. Bearden J. A., Marzolf J. G., Thausen J. S. Acta Cryst., **A 24**, 295, 1968.
2. Фрауэнфельдер Г. Эффект Мёссбауэра. М., 1964.
3. Джеймс Р. «Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей». М., 1950.
4. Kolpakov A. V., Kuzmin R. N., Ryaboy V. M. J. Appl. Phys., **41**, 3549, 1970.
5. Миркин Л. И. Справочник по рентгеноструктурному анализу поликристаллов. М., 1961.
6. Deslattes R. D. Appl. Phys. Lett., **12**, 133, 1968.

Поступила в редакцию
5.6 1972 г.

Кафедра
физики твердого тела

УДК 621.375.93

И. В. ИВАНОВ

ОБ ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ В ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ НЕЛИНЕЙНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ РАСПРЕДЕЛЕННОГО ТИПА

Сегнетоэлектрические резонаторы СВЧ могут с успехом работать в электрически-управляемых системах, обеспечивая существенно большую чувствительность к управляющему статическому или низкочастотному полю, чем нелинейные элементы сосредоточенного типа, выполненные из того же сегнетоэлектрического материала [1]. Для того чтобы решить вопрос о том, в какой мере эта повышенная чувствительность сохраняется и по отношению к СВЧ полю накачки и нельзя ли на основе этого снизить потребную для параметрического усиления мощность накачки, рассмотрим сегнетоэлектрический резонатор в виде отрезка линии передачи ТЕМ-типа. Пусть, для определенности концы отрезка будут разомкнуты, так что собственные функции отрезка будут:

$$\varphi_n = \sqrt{\frac{2}{C_0 l}} \cos\frac{n\pi}{l} x, \tag{1}$$

где l — длина отрезка, n — номер типа колебаний, C_0 — распределенная емкость. Пусть, далее, диэлектрическая проницаемость и погонная емкость линейно зависят от поля СВЧ:

$$C = C_0 (1 + \alpha u), \tag{2}$$

где α — коэффициент динамической нелинейности, [2], а u — мгновенное значение СВЧ напряжения в данной точке элемента. При малости нелинейности вопрос о модуляции собственной частоты n-го тона резонатора электрическим полем накачки на k-том тоне сводится к вычислению интеграла:

$$\int_0^l \cos\frac{k\pi}{l} x \cdot \cos^2\frac{n\pi}{l} x \cdot dx \tag{3}$$

(метод малых возмущений, [3]). Интеграл отличен от нуля лишь при $2n=k$. Оказывается, что тот же вывод о возможности параметрической накачки лишь на избранных типах колебаний нелинейного элемента распределенного типа может быть сделан при рассмотрении механизма параметрического взаимодействия в сегнетоэлектрическом резонаторе.

Если представить себе, что накачка на k-том тоне рассматриваемого элемента совершается достаточно интенсивным полем, а все остальные возможные колебания резонатора происходят с бесконечно малой амплитудой, то в такой постановке задача может быть решена путем линеаризации уравнений движения. Пусть колебания накачки модулируют погонную емкость резонатора по закону:

$$C = C_0 \left(1 + \alpha U_{0k} \cos \frac{k\pi}{l} x \cos \omega_k t\right) = C_0 + C(x, t);$$

$$C(x, t) = \frac{\alpha U_{0k} C_0}{2} \cos \frac{k\pi}{l} x (e^{j\omega_k t} + e^{-j\omega_k t}), \tag{4}$$

а возможные движения на частоте любого другого тона представляют собой квазигармонические колебания с медленно меняющимися амплитудами:

$$u_n(x, t) = \cos \frac{n\pi}{l} x [U_{0n}(t) e^{j\omega_n t} + U^*_{0n}(t) e^{-j\omega_n t}]. \tag{5}$$

Рассмотрим колебания двух типов, собственные частоты которых в сумме равны частоте накачки ($\omega_n + \omega_m = \omega_k$). В пренебрежении членами второго порядка малости ($\alpha^2 U^2_{0k}$) телеграфные линеаризированные уравнения приводят к следующему уравнению для медленно меняющихся амплитуд:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} - \left[\frac{\alpha U_{0k}}{4} \sqrt{\omega_n \omega_m} \cos \frac{k\pi}{l} x\right]^2 y = 0,$$

$$y = U_{0n},\ U^*_{0n},\ U_{0m},\ U^*_{0m}. \tag{6}$$

Решение этого уравнения позволяет вычислить нарастающую со временем часть энергии колебаний на частоте ω_n или ω_m. С точностью до величин второго порядка малости эта часть энергии имеет вид:

$$\Delta W_n(t) = \frac{\alpha U_{0k} C_0 U^2_{0n} \sqrt{\omega_n \omega_m}\, t}{8} \int_0^l \cos \frac{k\pi}{l} x \cdot \cos^2 \frac{n\pi}{l} x\, dx. \tag{7}$$

Мы получили тот же интеграл (3), что и при исследовании вопроса о динамической модуляции частоты n-го тона. Итак, накачка при данных граничных условиях в элементе возможна лишь на четных тонах системы, причем параметрическая регенерация происходит лишь на тоне, частота которого равна половине частоты накачки. Физически полученный результат можно объяснить, рассматривая решение уравнения (6). Нетрудно заметить, что в тех точках резонатора, в которых напряжение накачки равно нулю (узлы накачки), модуляции параметра нет. Эти точки разделяют области нелинейного элемента, в которых благоприятная для параметрической регенерации фаза изменения параметра под действием напряжения накачки сменяется неблагоприятной фазой. Поскольку, однако, параметрическое вложение или отбор энергии пропорциональны не только глубине изменения параметра, но и квадрату амплитуды (в пределах данного пространственного распределения n-го тона), интегральный эффект параметрической регенерации зависит от распределения данного тона. В силу этого обстоятельства из широкого набора тонов лишь один из них, частота которого равна половине частоты накачки, испытывает интегральное вложение энергии.

Избирательная регенерация, получающаяся при рассмотренных граничных условиях на концах нелинейного элемента, весьма благоприятна для приложений, ибо в этом случае можно избежать нежелательного распределения энергии накачки между множественными тонами системы. Расчет показывает, что подобное перераспределение происходит, например, если один из концов элемента короткозамкнут, или если напряжение, подаваемое в качестве смещения на нелинейный элемент, таково, что в отличие от (4) емкость модулируется по закону, содержащему более высокие степени переменного напряжения высокой частоты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов И. В., Гонсалес О. Х., Ветров А. А., Чан Зоан Кущй. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 6, 40, 1969.
2. Иванов И. В., Морозов Н. А. «Физика твердого тела», 8, 3218, 1966.
3. Курант Р., Гильберт Д. Методы математической физики. М., 1955.

Поступила в редакцию
6.6 1972 г.

Кафедра
физики колебаний