

*Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 266 – 269*

*5 марта 1971 г.*

## **О ВОЗМОЖНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПЕРЕПОЛЯРИЗАЦИИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА**

*Ю.И.Балкарей, Е.В.Ченский*

Недавно была продемонстрирована возможность генерации электромагнитного излучения СВЧ диапазона при переходе из метастабильного состояния в стабильное в ферромагнетиках в магнитном поле [1].

Мы обсудили аналогичную возможность генерации инфракрасного излучения при однородной переполаризации сегнетоэлектрика электрическим полем. Рассмотрим сегнетоэлектрик с фазовым переходом второго рода при  $T < T_K$  ( $T_K$  – температура перехода). В электрическом поле сегнетоэлектрик может находиться в двух состояниях, одно из которых стабильно, другое – метастабильно. В последнем система оказывается, если внешнее поле  $E$  направлено против спонтанной поляризации  $P$  [2].

Из известного вида свободной энергии сегнетоэлектрика

$$F = F_0 + \frac{a}{2} P^2 + \frac{\beta}{4} P^4 - EP \quad (1)$$

легко определить термодинамическое коэрцитивное поле  $E_K$ , при котором метастабильное состояние исчезает и сегнетоэлектрик переполаризовывается, переходя в стабильное состояние. После этого процесса поле и поляризация оказываются направленными в одну сторону

$$E_K = \frac{2|a|}{3} \sqrt{-\frac{a}{3\beta}}. \quad (2)$$

В поле  $E_K$  равновесные значения поляризации  $P_{o1}$  и  $P_{o2}$  соответствующие метастабильному и стабильному состояниям равны:

$$P_{o1} = \sqrt{-a/3\beta}; \quad P_{o2} = 2\sqrt{-a/3\beta}. \quad (3)$$

Переход из исчезнувшего метастабильного состояния в стабильное должен сопровождаться процессом установления, когда величина поляризации осциллирует возле нового равновесного значения  $P = P_{o2}$ . Затухающие осцилляции  $P$  должны дать импульс инфракрасного электромагнитного излучения из образца.

Длительность такого импульса определяется временем затухания осцилляций  $\gamma^{-1}$ , которое должно совпадать с временем экспериментально определяемого затухания "мягкой" сегнетоэлектрической фонной моды. Повторение импульса достигается изменением знака внешнего поля.

Реально, однако, переполаризация происходит неоднородно по образцу и в полях, значительно меньших величины  $E_K$ . Это связано с тем, что процесс переполаризации осуществляется за счет прорастания доменов с противоположным направлением дипольного момента, и скорость переполаризации ограничивается процессами образования зародышей и движения доменных стенок [3]. Для получения большой мощности излучения важно заставить кристалл переполаризовываться сразу во всем объеме. Это может быть достигнуто в быстропеременных полях  $E \sim E_K$  или с помощью импульсов постоянного поля с очень крутым фронтом.

Так как, по-видимому, скорость движения доменных стенок не может быть больше скорости звука  $u$ , то для кристалла с толщиной  $d$  время переполаризации за счет движения доменов  $\Delta t \gtrsim \frac{d}{u}$ . Поэтому ширина фронта импульса  $\delta_\phi$  должна быть меньше  $\Delta t$ . Эта оценка кажется наиболее жесткой. Характер осцилляций дипольного момента можно выяснить из временного уравнения движения для  $P$  [4]:

$$\ddot{P} + \gamma\dot{P} + aP + \beta P^3 - E = 0. \quad (4)$$

Представляя  $P$  в виде  $P = P_{o2} + P(t)$  при  $E = E_k$  для переменной части  $P(t)$  получаем уравнение нелинейного осциллятора:

$$\ddot{P} + \gamma \dot{P} + (\alpha + 3\beta P_{o2}^2)P + 3\beta P_{o2} P^2 + \beta P^3 = 0, \quad (5)$$

причем  $P_{\text{макс}}|_{t=0} \sim -P_{o1}$ .

Частота колебаний такого осциллятора  $\omega$  зависит от амплитуды  $e$  колебаний и при  $\gamma \ll \omega$  имеет вид [5]:

$$\omega = \omega_0 + \Delta\omega;$$

$$\omega_0 = \sqrt{-3\alpha}; \quad \Delta\omega = \left[ \frac{3\beta}{8\omega_0^2} - \frac{5}{12} \frac{(3\beta P_{o2})^2}{\omega_0^3} \right] P^2. \quad (6)$$

Даже при  $P \sim P_{\text{макс}}$  величина  $\Delta\omega$  дает небольшую отрицательную поправку к  $\omega_0$  (порядка 30%). Поскольку осциллятор является нелинейным и в начальный момент сильно возбужден, амплитуды колебаний на частотах высших гармоник могут тоже быть велики. Мощность когерентного электромагнитного излучения, связанного с осцилляциями дипольного момента, для образца с размерами  $d < \lambda \sim \omega_0/c$  ( $c$  — скорость света) можно оценить по формуле для дипольного излучения

$$I = \frac{\omega_0^4}{c^3} P_{\omega_0}^2, \quad (7)$$

где  $P_{\omega_0}$  — дипольный момент всего образца с объемом  $V \sim d^3$ . При этом за цикл излучается энергия  $W = I\gamma^{-1}$ . Когда размеры образца много больше длины волны света, излучение будет по другому зависеть от объема и формы образца, но максимальная излученная энергия не может превысить энергию запасенную в системе к моменту начала колебаний

$$W_{\text{макс}} \sim P_{o1} E_k V. \quad (8)$$

Приведем численные оценки. В широкой окрестности возле точки Кюри величина  $\omega$  зависит от температуры и может меняться в пределах  $10^{13} - 10^{12} \text{ сек}^{-1}$ . Величина  $\gamma - 10^{11} \text{ сек}^{-1}$ ;  $P_{o1} \sim 5 \cdot 10^4 \text{ CGSE}$ ;  $E_k \sim 5 \cdot 10^5 \text{ в см}$ . Тогда в случае  $d < \lambda \sim 10^{-2} \text{ см}$   $W \sim 1 \text{ эрг}$ . При  $d \sim 1 \text{ см}$ ,  $W_{\text{макс}} \sim 10^7 \text{ эрг}$ . Таким образом, если удастся добиться однородной переполаризации образца, рассмотренная система может служить источником коротких мощных импульсов далекого инфракрасного излучения с перестройкой частоты излучения в широком интервале при изменении температуры. Излучение должно быть полностью поляризовано, так как колебания происходят вдоль определенного направления — сегнетоэлектрической оси.

Значительная доля величины  $W_{\text{макс}}$  может превращаться в тепло. Однако, даже если не учитывать теплоотвод, при характерных теплоемкостях нагрев, связанный с этим теплом, составляет десятки доли градуса.

Благодарим А.П.Леванюка, А.А.Собянина и В.Б.Сандомирского за  
полезные замечания.

Институт радиотехники  
и электроники  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
29 января 1971 г.

### Литература

- [ 1 ] А.М.Косевич. Письма в ЖЭТФ, 11, 537, 1970.
  - [ 2 ] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, ГИИТЛ, М., 1957.
  - [ 3 ] Г.А.Смоленский, Н.Н.Крайник. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. М., Изд. Наука, 1968.
  - [ 4 ] В.Л.Гинзбург. УФН, 38, 490, 1949.
  - [ 5 ] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Механика. М., ГИФМЛ, 1958.
-