

О ВОЗМОЖНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ КОГЕРЕНТНОГО ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

М.Е.Герценштейн, В.В.Кобзев

Показано, что при движении образованного нерелятивистскими электронами "сверхсветового электронного зайчика" по окружности излучаются гармоники высоких номеров. Найдена мощность излучения в линии и оценены шумы.

Когерентное оптическое излучение может быть получено при резонансных переходах атомов и молекул вниз (лазеры) и при возбуждении гармоник при прохождении тока через p - n -переход [1]. В настоящей статье будет показано, что когерентное оптическое излучение может быть получено и классическим радиотехническим методом – при возбуждении резонатора электронным пучком. Мы рассмотрим конкретную задачу умножения частоты микроволнового диапазона в оптический. Покажем, что такое умножение в принципе может быть получено в одном каскаде при возбуждении переходного излучения в оптическом резонаторе сверхсветовым электронным зайчиком [2, 3].

Рассмотрим электронный луч, проходящий через систему круговой развертки и фокусируемый на плоскую металлическую мишень (рисунок). Покажем, что такая система излучает на гармониках частоты развертки ω_0 и найдем излучаемую мощность. Для простоты будем считать, что угол ψ очень мал и поэтому все электроны летят параллельно оси z . При этом:

$$j_z \neq 0; \quad j_x = j_y = j_{\perp} = 0; \quad A = A_z; \quad (1)$$

и уравнение траектории электронов будет

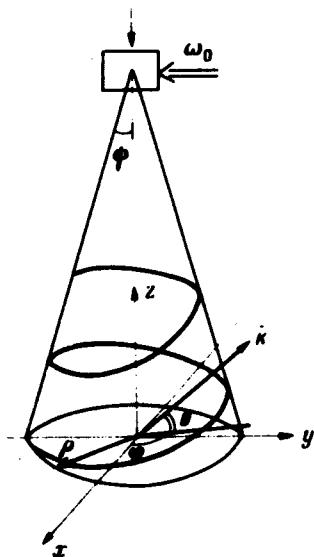
$$\begin{aligned} x &= \rho \cos \alpha; \\ y &= \rho \sin \alpha, \quad \alpha = \alpha(t, z) = \omega_0 \left(t + \frac{z}{v} \right); \end{aligned} \quad (2)$$

Вектор-потенциал A электромагнитного поля имеет только z -компоненту. Граничное условие на идеальном проводнике

$$E_{x, y} \Big|_{z=0} = 0; \quad \operatorname{div} A = \partial A_z / \partial z = 0 \quad (3)$$

можно заменить четным продолжением A_z . Поэтому в волновой зоне для A имеем [4 § 66]

$$A_z = 2 \frac{e^{ikR}}{c R_0} \int j_{\omega} e^{-ik_{\perp} r_{\perp}} \cos k_{\parallel} z dv, \quad 0 \leq z < \infty. \quad (4)$$



При пренебрежении дискретной структурой электронного пучка ток имеет дискретный спектр — линии на частоте ω_0 и ее гармониках

$$j_n \omega_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{in\omega_0 t} j(\mathbf{r}, t) d\omega_0 t, \quad (5)$$

$$j_z = i_0 \delta(x - \rho \cos \alpha) \delta(y - \rho \sin \alpha),$$

где i_0 — ток пучка. Отметим различие между полями, возникающими при движении по кругу реальной частицы [4 § 74;5] и электронного зайчика [2, 3]

$$\text{частица: } A_z = 0, \quad A_{\perp} \neq 0; \quad v = \omega_0 \rho < c$$

$$\text{зайчик: } A_z \neq 0, \quad A_{\perp} = 0, \quad w = \omega_0 \rho \geq c,$$

которая и приводит к различию формул для интенсивности. Производя вычисления, получаем

$$A_z = 2i_0 \frac{e^{ikR_0}}{c R_0} J_n \left(n \frac{w}{c} \cos \theta \right) e^{in\phi} \int_0^{\infty} e^{-in \frac{\omega_0}{v} z} \cos k_{\parallel} z dz. \quad (6)$$

Для нерелятивистского пучка электронов

$$v \ll c, \quad k_{\parallel} \ll n \frac{\omega_0}{v}; \quad \int_0^{\infty} e^{-in \frac{\omega_0}{v} z} \cos k_{\parallel} z dz = \frac{iv}{n\omega_0} = \frac{i}{k_n} \left(\frac{v}{c} \right); \quad k_n = n \frac{\omega_0}{c}; \quad (7)$$

— излучение возникает в области, расположенной около проводящей поверхности на расстоянии порядка $(1/k_n)(v/c)$. Поэтому рассматриваемое излучение является переходным [6–8], когерентность возникает благодаря развертке пучка.

Так как область, где возникает излучение, мала, то не возникает необходимость в замедляющих системах, реализация которых для оптического и инфракрасного диапазонов из-за миниатюрных размеров крайне сложна. Для интенсивности излучения имеем общие формулы [4]

$$dl_n = \frac{c}{2\pi} \left| [k_n A] \right|^2 R_0^2 d\omega; \quad d\omega = 2\pi \cos \theta d\theta, \quad 0 \leq \theta \leq \pi/2, \quad (8)$$

которые дают:

$$I_n = 4 \frac{i_0^2}{c} \left(\frac{v}{c} \right)^2 S_n; \quad S_n = \int_0^{\pi/2} J_n^2 n \left(n \frac{\omega}{c} \cos \theta \right) \cos^3 \theta d\theta. \quad (9)$$

В практической системе единиц

$$I_n = i_0^2 \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \left(\frac{v}{c} \right)^2 S_n; \quad \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120 \text{ ом}.$$

Для зайчика возможно $w \geq c$, ниже мы ограничимся случаем $w/c = 1$, который не является оптимальным. Используя асимптотическое выражение [4 § 70]:

$$n \gg 1; \quad \epsilon \sim 1; \quad J_n(n\epsilon) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2}{n} \right)^{1/3} \Phi \left[\left(\frac{n}{2} \right)^{2/3} (1 - \epsilon^2) \right], \quad (10)$$

где Φ — функция Эйри, получаем

$$w = c; \quad S_n = \frac{2}{\pi n} \int_0^{\infty} \Phi^2(\xi^2) d\xi \sim \frac{1}{n}.$$

Как и в случае светящегося электрона [4, 5], диаграмма направленности излучения прижата к проводящей плоскости $z = 0$. Если с помощью зеркал осуществить резонанс излучаемой структуры поля, то мощность излучения линии возрастет в Q раз, где Q — добротность резонатора [9, 10]. Подчеркнем, что пропорциональность Q может быть доказана из самых общих предположений об аналитичности [9]. Поэтому в формуле (9) для I_n появится множитель Q/Q_0 , где Q_0 — добротность при идеально прозрачных зеркалах, $Q_0 \sim k_n L$, L — расстояние от траектории зайчика до зеркала. Интенсивность гармоник сравнительно медленно падает

с ростом номера, поэтому при $w/c = 1$ рассмотренная система может работать как умножитель частоты с высокой кратностью n . При энергии пучка 60 кэВ , $n = 1000$ и $Q/Q_0 = 10$ и токах $1 + 100 \text{ мкА}$ излучаемые мощности составляют $10^{-12} + 10^{-8} \text{ Вт}$.

Рассмотрим теперь вопросы естественной ширины линии при умножении, или, что тоже самое, шумы умножителя. При этом мы рассмотрим только физические причины — естественную, а не техническую ширину линии. Появление шумов обусловлено дискретной — квантовой — природой как электронного пучка, так и электромагнитного поля. Интенсивность переходного излучения отдельного электрона равна [6]

$$w = \frac{4}{3} \frac{e^2}{c} \left(\frac{v}{c}\right)^2 \frac{\Delta\omega}{\pi} = \frac{8}{3} \frac{e^2}{c} \left(\frac{v}{c}\right)^2 B, \quad B = \Delta\omega/2\pi, \quad (11)$$

где B — полоса частот приемника в Гц . При применении следящего фильтра или системы фазовой автоподстройки полоса B может быть сделана очень небольшой. Каждый электрон излучает шумовую компоненту независимо от других, поэтому для мощности шума в практической системе единиц имеем

$$P_{\text{ш}} \approx \frac{2}{3} \left(\frac{v}{c}\right)^2 i e B \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}. \quad (12)$$

Отметим, что диаграммы направленности когерентного и шумового излучений различны, поэтому приемник, принимающий сигнал, не примет значительную часть шума. Этим обстоятельством мы пренебрегаем. Отношение сигнал/шум равно

$$\frac{I_n}{P_{\text{ш}}} \sim \frac{I}{6B} \frac{i}{e}. \quad (13)$$

Для тока $1,6 \text{ мкА}$ и $B = 500 \text{ Гц}$ отношение $I_n/P_{\text{ш}} \sim 10^7$. Значительно больше будут шумы линейного приемника, принимающего оптический сигнал

$$P_{\text{ш}} \sim \frac{h\omega}{2} FB, \quad F \geq 2, \quad (14)$$

где F — шумфактор. Мощности 10^{-12} Вт соответствует примерно 10^7 оптических фотонов в секунду, и $I_n/P_{\text{ш}} \sim 2 \cdot 10^4$. Таким образом, генерируемая мощность достаточна для измерения частоты с высокой точностью [10]. Для справедливости формулы (9) необходимо выполнение двух условий:

1) проводимость металла должна быть достаточно велика. Это требование только упрощает вывод и в общем случае не обязательно [7].

2) размер электронного зайчика d должен быть достаточно мал:

$$\mu = \frac{1}{2} k_n d \ll 1.$$

При $\mu \neq 0$ мощность линии уменьшается, для гауссовой формы пятна

$$I \sim e^{-\mu^2/2}.$$

Практически в длиннофокусных системах получены при микроамперных токах $d \sim 1 + 3 \text{ мкм}$ [11, 12] причем размеры пятна были обусловлены не принципиальными причинами и не объемным зарядом электронов пучка, а техническими — несовершенством электронной оптики. При таких размерах пятна возможна генерация ИК излучения — волн длиной 5 мкм , как и в работе [1]. Короткофокусные системы электронных микроскопов имеют размеры пятна порядка $10 - 100 \text{ \AA}$, однако сохранение малой величины пятна при движении по кругу диаметром порядка 1 см вряд ли возможно. Если удастся уменьшить размеры пятна, то можно говорить о генерации видимой и ультрафиолетовой части спектра.

Мы рассмотрели умножитель частоты, для работы которого, в отличие от генератора с самовозбуждением, нет необходимости в наличии обратной связи. Естественно возникает вопрос — можно ли, используя резонатор для структуры поля, характерной для переходного излучения, построить генератор с самовозбуждением? При прохождении достаточно интенсивного электронного пучка через локализованное электрическое поле в резонаторе при определенных значениях пролетных фаз [13] возможно самовозбуждение. При этом нет необходимости в развертке луча и малых размерах пятна. Анализ такого режима выходит за рамки настоящей статьи.

Авторы выражают благодарность С.А.Ахманову и Б.М.Болотовскому за ценные замечания.

Поступила в редакцию
21 апреля 1975 г.

Литература

- [1] A. Javan. Appl. Phys. Lett., 15, 398, 1969.
- [2] Б.М.Болотовский, В.Л.Гинзбург. УФН, 106, 577, 1972.
- [3] Б.М.Болотовский, В.Л.Гинзбург. Эйнштейновский сборник, 1972.
- [4] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля. Изд. V., изд. Наука, 1967.
- [5] Д.Д.Иваненко, А.А.Соколов. Классическая теория поля, ГИТТЛ, 1949.
- [6] В.Л.Гинзбург, И.М.Франк. ЖЭТФ, 16, 15, 1946.
- [7] Ф.Г.Басс, Б.М.Яковенко. УФН, 86, 189, 1965.
- [8] С.Михаляк. Кандидатская диссертация, МГУ, 1961.
- [9] А.И.Базь, Я.Б.Зельдович, А.М.Переломов. Рассеяние, реакция и распады в нерелятивистской квантовой механике. Изд. Наука, 1966.
- [10] М.Е.Герценштейн, А.Н.Малахов, Р.Ч.Бокун. Радиофизика, 12, 1401, 1969.
- [11] K.Schlesinger. IRE Trans. ED-9, 281, 1962.
- [12] M.Ardenne. J. of Sci. Instr., 34, №5, 1957.
- [13] Ф.Б.Левеллин. Инерция электронов ОГИЗ, Гостехиздат, 1946.