

№ 46 2/25 нет

41<sup>2</sup>

**И Н С Т И Т У Т  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР**

**ПРЕПРИНТ И Я Ф 77 - 59**

**Н.А.Винокуров, А.Н.Скринский**

**ГЕНЕРАТОРНЫЙ КЛИСТРОН ОПТИЧЕСКОГО  
ДИАПАЗОНА НА УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ  
ЭЛЕКТРОНАХ**

**Новосибирск**

**1977**



ГЕНЕРАТОРНЫЙ КЛИСТРОН ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА  
НА УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНАХ

Н.А.Винокуров, А.Н.Скринский

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе описан принцип действия генератора когерентного электромагнитного излучения оптического диапазона ( $10^5 \text{ \AA} - 10^3 \text{ \AA}$ ), основанный на преобразовании кинетической энергии пучка ультрарелятивистских электронов в энергию электромагнитной волны. Данный генератор является развитием идеи "лазера на свободных электронах" и сходен с клистроном в той же мере, в какой "лазер на свободных электронах" сходен с лампой бегущей волны. Получена оценка минимального электронного тока, необходимого для начала генерации.



N.A. Vinokurov, A.N. Skrinsky

## ABSTRACT

In this paper a principle of operation of the new coherent light generator is described. This generator is a modification of the free electron laser. The latter is similar to a traveling wave tube, the former is similar to a klystron. It is shown that the threshold current for generation in optical klystron may be considerably lower than that of a free electron laser.

В конце 1976 года был создан "лазер на свободных электронах" [1]. В работах [2,3] показано, что его принцип действия основан на продольной группировке электронного пучка и близок к принципу действия лампы бегущей волны. В данной работе описан принцип действия несколько другого прибора, работающего на пучке ультрарелятивистских электронов. Так как этот прибор является источником когерентного излучения оптического диапазона, то он имеет сходство с лазером, однако, по принципу действия он более похож на клистрон. (Здесь и далее оптическим мы, для краткости, называем диапазон длин волн, в котором имеются зеркала, т.е. диапазон от субмиллиметровых волн до вакуумного ультрафиолета включительно). Как будет показано ниже, пороговый ток генерации такого оптического клистрона может быть существенно меньше, чем у "лазера на свободных электронах".

I. Рассмотрим ультрарелятивистский ( $\gamma \gg 1$ ) электрон с энергией  $E = \gamma mc^2$  ( $m$  - масса электрона,  $c$  - скорость света,  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$  - релятивистский фактор,  $v$  - скорость электрона), движущийся через "змею", т.е. магнитную систему, в которой магнитное поле зависит от координаты  $z$  по закону  $H_y = H \sin \frac{2\pi z}{d}$ . (Для простоты мы рассматриваем случай плоской "змеи", однако, все нижеизложенное легко переносится на случай спиральной "змеи"; которую следует применять для усиления и генерации циркулярно поляризованного излучения). Пусть средняя скорость электрона  $\bar{v}_z$  направлена вдоль оси  $z$  (см. рис.1). Тогда движение частицы происходит в плоскости  $xz$ , причем угол между скоростью частицы и осью  $z$  дается выражением  $\alpha = \alpha_0 \cos \frac{2\pi z}{d}$ . Пусть вдоль оси  $z$  распространяется плоская монохроматическая электромагнитная волна с волновым вектором  $k = 2\pi/\lambda$ ; электрическое поле которой  $E_x$  направлено вдоль оси  $x$ . Далее везде мы будем предполагать, что  $\alpha_0 \ll 1$ .

Вычислим изменение энергии электрона при прохождении "змеи" длиной  $L : l/c$

$$\epsilon = e \int v_x E_x dt, \quad (1)$$

$$\text{где } v_x = v \alpha_0 \cos \frac{2\pi z}{d}, \quad E_x = E \cos(kz - \omega t + \varphi),$$

$$z \approx z_0 + \bar{v}_z t.$$



Рассмотрим сначала случай резонанса:

$$(1 - \frac{v_z}{c}) d = \lambda. \quad (2)$$

Тогда из (1) получим:

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} e \mathcal{E} L \alpha_0 \sin(kz_0 + \varphi). \quad (3)$$

Пусть теперь в "змею" поступает поток электронов, летящих, как описано выше, с плотностью  $n$ , не зависящей от координат и малым разбросом  $\Delta E$  по энергиям ( $\Delta E/E \ll 1$ ).

Тогда на выходе из короткой "змею" плотность тоже не зависит от координат (при  $\frac{1}{2} e \mathcal{E} L \alpha_0, \Delta E \ll \frac{d}{\lambda} E$ ), но, как следует из (3), появляется модуляция энергии по продольной координате  $z$ . Другими словами, прохождение "змею" преобразует распределение частиц в фазовой плоскости  $(E, z)$ , как это показано на рис.2,3. На этом рисунке, для простоты, изображено кучечно равномерное распределение: область, занятая электронами, заштрихована. Как видно из рис.2 и 3, средняя энергия электронов не изменяется. Поэтому, чтобы отбирать от частиц энергию, следует сначала создать продольную группировку. Так как скорость частиц зависит от энергии, то группировка достигнет максимума на расстоянии порядка  $d \cdot \gamma m c^2 / (\Delta E + e \mathcal{E} L \alpha_0)$  от "змею" (см.рис.4). Для достаточно высоких энергий это расстояние велико, поэтому для получения группировки следует применить магнитную систему, время пролета через которую достаточно сильно зависит от энергии. Это может быть, например, система из трех коротких магнитов (рис.5), причем угол  $\beta \sim 5 E / \lambda \Delta E$  выбирается таким, чтобы группировка на выходе была максимальной, т.е. соответствовала распределению, изображенному на рис.4.

Поставим после группирующих магнитов еще одну "змею", например, такую же, как первая (рис.6). Через нее проходит та же электромагнитная волна, что и через первую. Следовательно, вторая "змею" действует на электроны так же, как первая (см. рис.3). Однако, пучок на входе второй "змею" сгруппирован, поэтому при некотором сдвиге фаз между  $n(z)$  и  $\mathcal{E}(z)$  возмож-

но изменение средней энергии электронов. Нужный сдвиг фаз достигается малым изменением угла  $\beta$  (рис.5); так как от этого угла зависит "разность хода" между волной и электронным потоком. Таким образом, электроны отдают часть энергии волне, т.е. при прохождении системы, изображенной на рис.6; электромагнитная волна усиливается. Если ограничить распространение волны двумя зеркалами, т.е. поместить описанную выше систему резонатор Фабри-Перо; то возможна генерация излучения в оптической зоне.

2. Для нахождения порога генерации рассмотрим усиление малого сигнала; т.е. случай  $\frac{e \mathcal{E} L \alpha_0}{\Delta E} \ll 1$ .

Пусть зависимость длины траектории электрона в группирующих магнитах дается коэффициентом  $\frac{dz}{dE}$ . Тогда для гауссова распределения по энергии с разбросом  $\Delta E \sim \sigma$ :

$$\rho(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} \exp\left[-\frac{(E - E_0)^2}{2 \sigma^2}\right] \quad (4)$$

условие максимальной группировки имеет вид:

$$k \sigma \left| \frac{dz}{dE} \right| = 1, \quad (5)$$

а плотность частиц на входе во вторую "змею" дается выражением

$$n = n_0 \left[ 1 + \frac{e \mathcal{E} L \alpha_0}{8 \sqrt{2.72} \sigma} \right]. \quad (6)$$

Из (3) и (6) следует, что при оптимальном выборе сдвига фаз в единице объема во второй "змею" от частиц к волне передается энергия

$$Q = \frac{\pi}{\sqrt{2.72}} \frac{n_0 e^2 L^2 \alpha_0^2}{\sigma} \cdot \frac{\mathcal{E}^2}{8\pi} \cdot \frac{\mathcal{E}^2}{8\pi} \quad (7)$$

Из (7) следует, что средняя плотность энергии волны  $\frac{\mathcal{E}^2}{8\pi}$  увеличится в  $1+G$  раз; где

$$G = \frac{\pi}{\sqrt{2.72}} \frac{n_0 e^2 L^2 \alpha_0^2}{\sigma} \quad (8)$$

Заметим, что усиление  $G$  отличается от аналогичного коэффициента в "стандартной" схеме "лазера на свободных электронах" на множитель порядка  $\frac{\gamma m c^2 d}{\sigma L}$ , т.е. может быть на 2-3 порядка больше.



3. Обсудим подробнее область применимости нашего рассмотрения.

Мы предполагали, что точно выполняется условие резонанса (2). Очевидно, однако, что  $G$  будет примерно одинаково для частот, лежащих в интервале

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} \lesssim \frac{d}{2\pi L} \quad (9)$$

Если в электронном потоке имеется угловой разброс, т.е.  $V_x, V_y \neq 0$ , то появляется и разброс по продольным скоростям  $V_z$ . Для справедливости приведенных выше рассуждений нужно, чтобы разброс по продольной координате  $z$  после прохождения длины порядка  $L$  не превышал длины волны  $\lambda$ , т.е.

$$\frac{L(\Delta \alpha)^2}{2} \lesssim \frac{\lambda}{2\pi} \quad (10)$$

Поскольку  $\lambda \approx \left(\frac{1}{2\gamma^2} + \frac{\alpha_0^2}{4}\right)d$ , то (10) можно переписать в виде:

$$\Delta \alpha \lesssim \frac{1}{\gamma \sqrt{2\pi q}} \sqrt{1 + \frac{\alpha_0^2 \gamma^2}{2}}, \quad (11)$$

где  $q = L/d$  - число периодов "змейки".

Ясно, что, если электронный поток имеет ограниченные поперечные размеры, а поперечный размер электромагнитной волны тоже ограничен (например, это стоячая волна в резонаторе Фабри-Перо), то (8) остается справедливым при замене  $n_0$  на отношение продольной линейной плотности частиц  $\nu$  к наибольшей из площадей (электронного и светового пучков).

4. Пусть длина, занимаемая группирующими магнитами существенно меньше длины "змейки"  $2L$ . Тогда наименьшая средняя по длине системы площадь светового пучка, определяемая дифракцией, дается выражением  $\theta \lambda L$ , где  $\theta$  - множитель порядка единицы, зависящей от фокусных расстояний зеркал. Будем считать, что весь электронный пучок находится внутри светового пучка. Кроме того, так как из (8) следует, что выгодно увеличивать  $\alpha_0$ , т.е. магнитное поле "змейки", мы будем считать  $(\alpha_0 \gamma)^2 \gg 1$ . Тогда  $\lambda \approx \frac{\alpha_0^2}{4} d$  и (8) можно представить в виде:

$$G = \frac{4\pi}{\theta} q \frac{mc^2}{\sigma} \frac{J}{J_0}, \quad (12)$$

где  $J$  - ток электронного пучка,  $\frac{mc^2}{e} = J_0 \approx 1.7 \cdot 10^4 \text{ A}$ . Если коэффициенты отражения зеркал резонатора Фабри-Перо равны  $K_1$  и  $K_2$ , то условие генерации можно записать в виде:

$$(1+G)K_1K_2 > 1 \quad (13)$$

Из (12) и (13) можно получить пороговый ток генерации  $J_{\min}$ :

$$J_{\min} = J_0 \frac{\theta \sqrt{2.72}}{4\pi q} \frac{\sigma}{mc^2} \frac{1-K_1K_2}{K_1K_2} \quad (14)$$

Так как пороговый ток обратно пропорционален "удельному" усилению  $G/J$ , то он в  $\gamma mc^2/\sigma q$  раз меньше порогового тока для "лазера на свободных электронах" той же длины и с такими же зеркалами.

5. Обсудим подробнее аналогию описанного выше "оптического клистрона" (ОК) с генераторным клистроном, имеющим коаксиальный резонатор с двумя зазорами и пролетным промежутком между этими зазорами. Первый зазор аналогичен первой "змейке", так как при прохождении через них электронов создается корреляция энергии с продольной координатой, или с моментом пролета. Как известно, условием нормальной работы клистрона является малость угла пролета в зазоре резонатора, т.е. малость изменения фазы поля в резонаторе за время пролета зазора. В ОК это условие выполняется в несколько ином смысле: требуется малое изменение сдвига фаз между полем электромагнитной волны и быстрой пространственной гармоникой поперечной скорости электронов (для создания такой гармоники и нужна "змейка"). Отметим еще, что хотя волна в резонаторе Фабри-Перо является стоячей, эффективно взаимодействует с электронами только ее гармоника, бегущая в ту же сторону, что и электроны. Роль пролетного промежутка играет в ОК магнитная система, при помощи которой даже для ультрарелятивистских электронов получается зависимость времени пролета от энергии (группирующие магниты). Вторая "змейка" аналогична второму зазору резонатора клистрона, так как в них электроны, в среднем, теряют энергию.

Авторы благодарят М.М.Карлинера, В.Н.Корчуганова, Г.Н.Кулипанова, Е.А.Переведенцева, Е.Л.Салдина за плодотворные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. L.R. Elias et al. *Phys. Rev. Lett.*, **36**, 717 (1976)
2. F.A. Hopf et al. *Phys. Rev. Lett.*, **37**, 1215 (1976)
3. В.Н.Байер; А.И.Мильштейн "К теории лазера на свободных электронах". В печати.

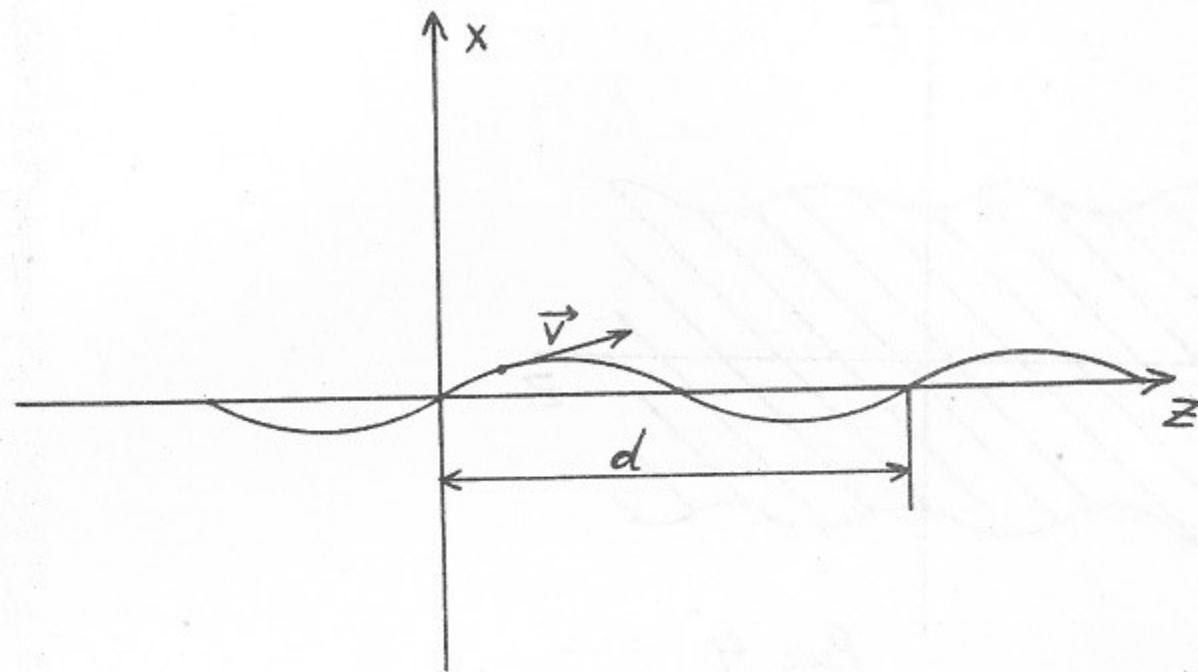


Рис. 1

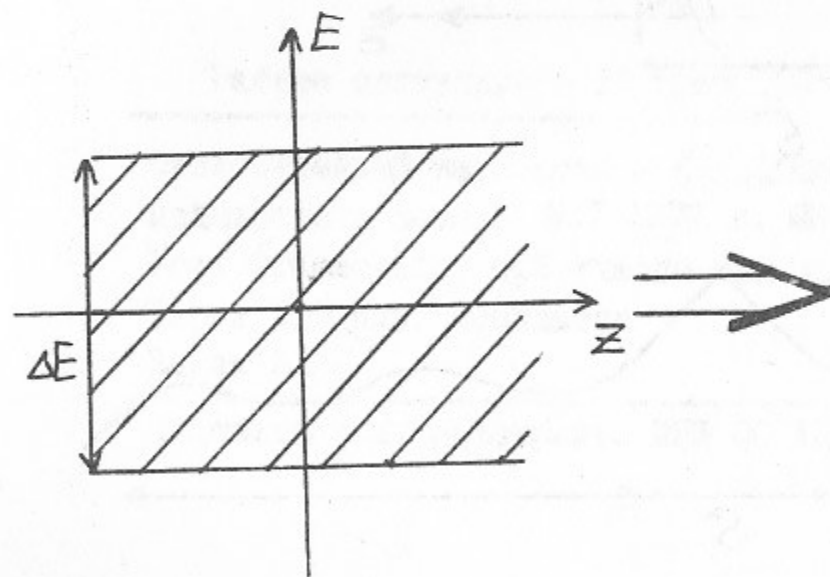


Рис. 2

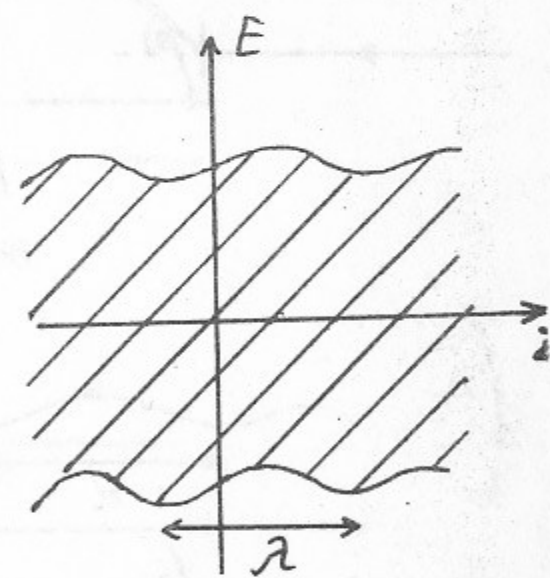


Рис. 3



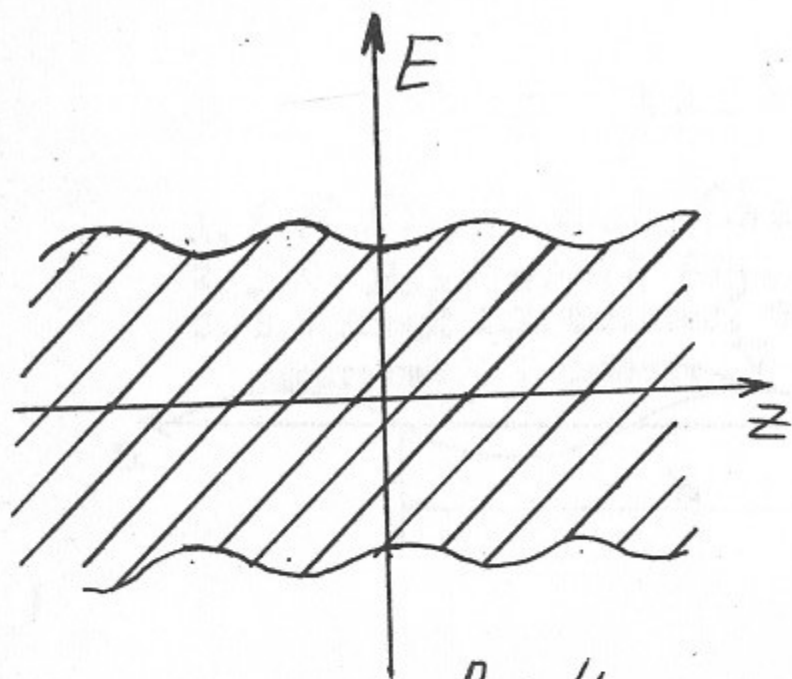


Рис. 4

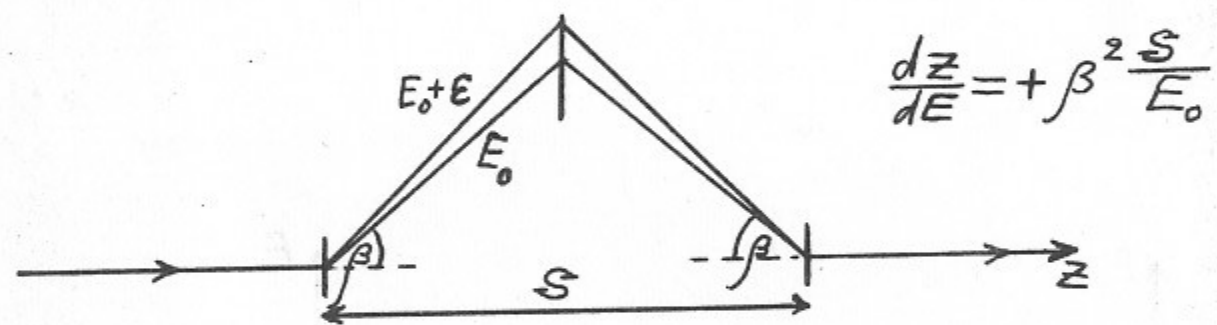


Рис. 5

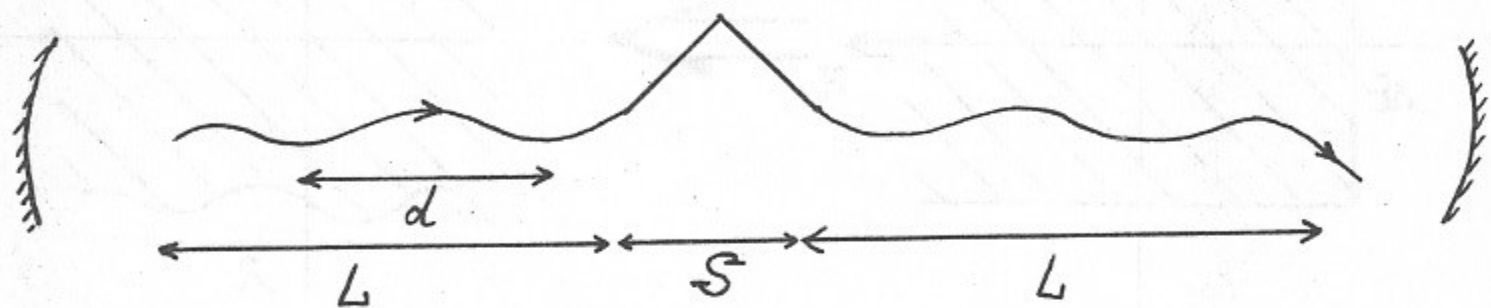


Рис. 6

10

Работа поступила - 20 июня 1977 г.

Ответственный за выпуск - С.Г. ПОПОВ  
 Подписано к печати 6.7-1977 г. МН 07465  
 Усл. 0;6 печ.л., 0;5 учетно-изд.л.  
 Тираж 200 экз. Бесплатно  
 Заказ № 59.

Отпечатано на роталпринте ИЯФ СО АН СССР