

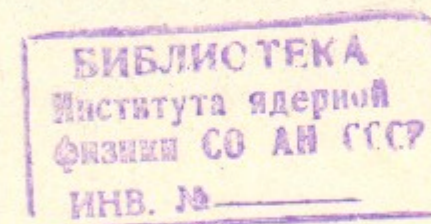
В.49

44

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

Н.А.Винокуров, А.Н.Скринский

О ПРЕДЕЛЬНОЙ МОЩНОСТИ
ОПТИЧЕСКОГО КЛИСТРОНА,
УСТАНОВЛЕННОГО НА ЛИНЕЙНЫЙ
УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ



ПРЕПРИНТ И Я Ф 78 - 8

Новосибирск

Н.А.Винокуров, А.Н.Скринский

О ПРЕДЕЛЬНОЙ МОЩНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО КЛИСТРОНА,
УСТАНОВЛЕННОГО НА ЛИНЕЙНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе рассмотрены эффекты, ограничивающие мощность оптического клистрона, установленного на линейный ускоритель электронов. Приведены оценки предельной мощности. Рассмотрены различные способы повышения предельной мощности и к.п.д. Даны оценки мощности генерации на высших гармониках.

В работе /1/ обсуждалась предельная мощность оптического клистрона (ОК) /2/ (см. также /3/), установленного на электронный накопитель. Было показано, что основное ограничение мощности связано с многократным прохождением электронного пучка через ОК. В данной работе мы рассмотрим вопрос о предельной мощности ОК при однократном прохождении через него электронного пучка (например, из линейного ускорителя) и обсудим возможность работы ОК в "умножительном" режиме для генерации вакуумного ультрафиолета и возможность существенного повышения к.п.д. ОК при помощи рекуперации энергии электронного пучка, прошедшего через ОК.

I. Предложенный в /2/ ОК состоит из двух магнитных змеек (для простоты мы будем считать их плоскими) (1,2) и группирующих (дрейфовых) магнитов (3) (см. рис. I). Эта магнитная система помещена в открытый оптический резонатор.

Рассмотрим непрерывный негруппированный пучок ультрарелятивистских электронов со средней энергией $E = \gamma mc^2$ и дисперсией по энергии σ , входящий в ОК. Пусть вдоль оси z (параллельно средней скорости электронов) распространяется плоская линейно поляризованная электромагнитная волна с длиной $\lambda = d \left(\frac{1}{2\gamma^2} + \frac{\alpha_0^2}{4} \right)$, где d - период змейки, α_0 - амплитуда колебаний угла между скоростью электрона и осью z . Пусть электрическое поле волны лежит в плоскости колебаний электронов и имеет амплитуду E . Тогда на выходе из первой змейки энергия электронов промодулирована $E \rightarrow E + \frac{1}{2} e E L_1 \alpha_0 \cos[k(z - \bar{v}_z t) + \varphi]$ где e - заряд электрона, L_1 - длина первой змейки, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, \bar{v}_z - средняя скорость электрона. В /1/ и /2/ вычисления проводились в предположении $e E L_1 \alpha_0 \ll \sigma$, т.е. для слабой волны. Здесь мы откажемся от этого ограничения. Пусть группирующая секция, в которой длина пути, проходимого электроном, зависит от его энергии, описывается коэффициентом $\frac{dL}{dE}$. Тогда на выходе из группирующей секции появляется модуляция продольной плотности:

$$\rho = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \rho_n e^{in\kappa(z - \bar{v}_z t)} \quad (I)$$

где

$$\frac{P_n}{P_0} = e^{in\varphi} \gamma_n \left(\frac{1}{2} n k \frac{dz}{dE} e \mathcal{E} L_1 \alpha_0 \right) \exp \left[-\frac{1}{2} \left(n k \frac{dz}{dE} \sigma \right)^2 \right] \quad (2)$$

(φ - некоторая постоянная).

Формула (2) хорошо известна в теории пролетного клистрона (см., например, /4/). Величина $X = \frac{1}{2} k \frac{dz}{dE} e \mathcal{E} L_1 \alpha_0$ называется параметром группировки.

Предположим, что длина второй змейки L_2 достаточно мала так, что можно пренебречь влиянием поля волны во второй змейке на первую гармонику электронной плотности ρ_1 . Тогда можно найти среднюю передачу энергии от электрона к волне, происходящую во второй змейке, при оптимальном выборе сдвига фаз между и волной:

$$eV \equiv \langle \Delta E \rangle = \frac{1}{2} e \mathcal{E} L_2 \alpha_0 \gamma_1(X) \exp \left[-\frac{1}{2} \left(k \frac{dz}{dE} \sigma \right)^2 \right] \quad (3)$$

Средняя мощность, отдаваемая электронным пучком с током \mathcal{I} равна $P = V \mathcal{I}$.

Запишем уравнение баланса энергии в оптическом резонаторе:

$$V \left(\frac{d}{dt} \frac{\mathcal{E}^2}{8\pi} + \frac{1}{\tau} \frac{\mathcal{E}^2}{8\pi} \right) = \frac{1}{2} \mathcal{I} \mathcal{E} L_2 \alpha_0 \gamma_1(X) \exp \left[-\frac{1}{2} \left(k \frac{dz}{dE} \sigma \right)^2 \right] \quad (4)$$

где V - эффективный объем, занятый электромагнитным полем в оптическом резонаторе, 2τ - время затухания поля в резонаторе. Выразив \mathcal{E} через X и вводя безразмерное время

$\mathcal{I} = \frac{t}{\tau}$, получаем из (4):

$$2X' + X = 2A \gamma_1(X) \quad (5)$$

где

$$A = \pi V^{-1} \alpha_0^2 L_1 L_2 \tau e \mathcal{I} k \frac{dz}{dE} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(k \frac{dz}{dE} \sigma \right)^2 \right] \quad (6)$$

Стационарные решения (5) находятся из уравнения

$$X_0 = 2A \gamma_1(X_0) \quad (7)$$

Очевидно, что нетривиальные ($X_0 \neq 0$) решения (7), существуют только при выполнении условия генерации

$$A > 1 \quad (8)$$

Из (8) следует, что A есть отношение тока \mathcal{I} к пороговому току генерации \mathcal{I}_H :

$$A = \frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}_H} \quad (9)$$

При $A > 1$ уравнение (5) имеет $2n$ стационарных решений ($n = 1, 2, 3, \dots$), половина из которых являются устойчивыми. Не обсуждая здесь возможность реализации других решений, мы рассмотрим лишь наименьшее ненулевое решение. Как непосредственно следует из (5), это решение устойчиво. Для получения решения (7) в явном виде заменим $\gamma_1(X)$ её разложением $\frac{x}{2} - \frac{x^3}{16}$. Тогда получим

$$X_0 \approx 2\sqrt{2} \sqrt{1 - \frac{1}{A}} \quad (10)$$

2. Используя (3), (7) и (10) можно получить установившееся значение генерируемой мощности:

$$P \approx \frac{4}{\pi} \frac{V(A-1)}{\left(e \alpha_0 L_1 k \frac{dz}{dE} \right)^2 \tau} \quad (11)$$

Изменяя величину $\frac{dz}{dE}$, можно оптимизировать (11). Рассмотрим для простоты случай $k \frac{dz}{dE} \sigma \leq 1$, который может быть реализован при токе \mathcal{I} , существенно превышающем наименьший пороговый ток генерации $\mathcal{I}_H / k \frac{dz}{dE} \sigma = 1$. Из (11) ясно, что наибольшая мощность достигается при $A=2$, что соответствует условию

$$e \alpha_0 L_1 k \frac{dz}{dE} = \frac{2V}{\pi \alpha_0 L_2 \mathcal{I} \tau} \quad (12)$$

Из (11) и (12) получаем

$$P_{\max} \approx \frac{\pi \tau}{V} \left(\alpha_0 L_2 \mathcal{I} \right)^2 \quad (13)$$

Физический смысл (13) ясен: это установившаяся мощность когерентного излучения электронного пучка со степенью группировки порядка единицы, проходящего через змейку длиной L_2 , помещенную в оптический резонатор.

Удобно ввести эффективное сопротивление

$$R \equiv \frac{P_{max}}{j^2} = \frac{\pi c}{V} (\alpha_0 L_2)^2 \quad (14)$$

Учитывая, что при фокусировке светового пучка, близкой к оптимальной, $V = \theta \lambda L_2 L_p$ (L_p - расстояние между зеркалами оптического резонатора, θ - множитель порядка единицы), а $\tau = \frac{2L_p}{c(1-k_1 k_2)}$

(k_1, k_2 - коэффициенты отражения зеркал), из (14) получаем

$$R = \frac{8\pi q_2}{\theta c(1-k_1 k_2)} \left(1 - \frac{d}{2\lambda\gamma^2}\right) \quad (15)$$

где $q_2 = L_2/d$ - число периодов во второй змейке.

Запишем теперь выражение для электронного к.п.д. ОК η :

$$\eta \equiv \frac{e j R}{\gamma m c^2} = \frac{8\pi q_2}{\theta(1-k_1 k_2)\gamma} \left(1 - \frac{d}{2\lambda\gamma^2}\right) \frac{j}{j_0} \quad (16)$$

где $j_0 = \frac{mc^3}{e} = 17 \text{ кА}$.

При заданных d и λ к.п.д. максимален при $\gamma_{opt} = \sqrt{\frac{3d}{2\lambda}}$. В этом случае

$$\eta_{max} = \frac{16\pi q_2}{3\theta(1-k_1 k_2)} \sqrt{\frac{2\lambda}{3d}} \frac{j}{j_0} \quad (17)$$

$$R_{opt} = \frac{16\pi q_2}{3\theta c(1-k_1 k_2)} \approx \frac{0.5 \text{ к}\Omega \cdot q_2}{\theta(1-k_1 k_2)} \quad (18)$$

3. Выше мы предполагали, что длина второй змейки L_2 достаточно мала так, что можно пренебречь влиянием поля волны во второй змейке на амплитуду и фазу первой гармоники электронной плотности ρ_1 . Однако, как следует из (15) с ростом L_2 растет предельная мощность ОК P_{max} . Поэтому представляет интерес случай длинной второй змейки.

Пренебрегая для простоты изменением поля волны E за один пролет через вторую змейку, запишем уравнения продольного движения электрона в змейке:

$$\begin{cases} \frac{dE}{dz} = \frac{1}{2} e E \alpha_0 \cos \varphi \\ \frac{d\varphi}{dz} = -\frac{4\pi}{d} \frac{E}{E_s} \end{cases} \quad (19)$$

где $E = E - E_s$, $E_s = mc^2 \sqrt{\frac{d}{2\lambda} \left[1 + \frac{(\alpha_0 \gamma)^2}{2}\right]}$

В предыдущих пунктах мы пренебрегали изменением φ при пролете змейки. Из (19) ясно, что это допустимо лишь при

$$L_2 \lesssim \sqrt{\frac{d}{2\pi} \frac{E_s}{e E \alpha_0}} \quad (20)$$

т.е. когда на длине змейки происходит менее одного фазового колебания. Если условие (20) не будет выполнено, то φ будет изменяться вдоль змейки, что уменьшит эффективность торможения электронов. Как известно [5-8], тем же эффектом ограничена мощность лазера на свободных электронах. Исходя из этих соображений к (13) следовало бы добавить ограничение:

$$P_{max} \lesssim \frac{1}{q_2} \cdot \frac{E j}{e} \quad (21)$$

Однако это ограничение можно преодолеть, если сделать шаг второй змейки $d_2(z)$ убывающим вдоль хода пучка. Тогда уравнения движения (19) переходят в

$$\begin{cases} \frac{dE}{dz} = \frac{1}{2} e E \alpha_0 \cos \varphi - \frac{dE_s}{dz} \\ \frac{d\varphi}{dz} = -\frac{4\pi}{d_2(z)} \frac{E}{E_s(z)} \end{cases} \quad (22)$$

где $E_s(z) = mc^2 \sqrt{\frac{d_2(z)}{2\lambda} \left[1 + \frac{(\alpha_0 \gamma)^2}{2}\right]}$

Уравнения (22) с точностью до обозначений совпадают с уравнениями синхротронных колебаний (см., например, [9]). Из (22) видно, что при $\frac{1}{2} e E \alpha_0 > \left| \frac{dE_s}{dz} \right|$ вокруг равновесной частицы образуется движущаяся область автофазировки. Подбирая фазу на выходе из группирующих магнитов, можно добиться попадания электронных сгустков внутрь этих областей автофазировки. Тогда сгустки не смогут ни расфазироваться, ни сдвинуться по фазе

относительно волны. В этом случае нет ограничений (20) и (21). Выражения (13) - (18) остаются справедливыми, если домножить их правые части на $(\cos \varphi_s)^2$ где

$$\cos \varphi_s = \frac{2 \frac{dE_s}{dz}}{e E \alpha_0} \quad (23)$$

а φ_s - равновесная фаза.

В отличие от лазера на свободных электронах, к.п.д. которого, как следует из (21) не может превышать весьма малой величины q^{-1} (q - число периодов змейки), ОК с переменным периодом второй змейки может иметь к.п.д. порядка единицы. Очевидно, что вместо периода d_2 можно уменьшать вдоль второй змейки величину угла α_0 или регулировать продольную скорость электронов каким-либо другим способом.

Рассмотрим подробнее случай ОК, вторая змейка которого разбита на секции (рис.2). Магнитное поле (а следовательно и угол α_0) в каждой из секций можно изменять независимо. При включении такого ОК поля в секциях должны быть одинаковыми (иначе в коэффициент усиления G войдет не вся длина L_2). После установления стационарного режима генерации следует адiabатически уменьшать углы $\alpha_0(z)$. При этом, естественно, α_0 в первой секции следует оставить постоянным, а в следующих секциях α_0 должен уменьшаться вдоль хода пучка. По-видимому, углы можно уменьшать до тех пор, пока к.п.д. не достигнет значений порядка оценки (16) или, если из (16) следует $\eta \approx 1$, к.п.д. не станет порядка единицы.

В режиме усиления внешнего достаточно сильного сигнала к.п.д. ОК с переменным d (или α_0) также может быть порядка единицы.

4. Рассмотрим численный пример.

Если $K_1, K_2 = 0,99$, $\theta = 1$, $(\cos \varphi_s)^2 = 1$, $q_2 = 200$, то

$$R_{opt} = 10 M\Omega \quad (24)$$

При токе $\mathcal{I} = 0,1 A$.

$$P_{max} = 100 \text{ кВт} \quad (25)$$

Пусть $d = 2 \text{ см}$, тогда при $\lambda = 100 \text{ мкм}$

$$\gamma_{opt} \approx 17 \quad (26)$$

$$\eta_{max} \approx 0,1$$

$$\frac{E}{e} \mathcal{I} \approx 1 \text{ МВт}$$

а при $\lambda = 0,5 \text{ мкм}$

$$\gamma_{opt} \approx 240$$

$$\eta_{max} \approx 0,01 \quad (27)$$

$$\frac{E}{e} \mathcal{I} \approx 10 \text{ МВт}$$

Выше мы предполагали, что электронный пучок на входе в ОК продольно не сгруппирован. Применяя предварительную длинноволновую группировку можно повысить пиковое значение тока \mathcal{I} в K раз. (Отметим, что в этом случае появляются эффекты, связанные с нелокальным характером взаимодействия волны с пучком. Подробное их рассмотрение выходит за рамки данной работы. Следует, однако, указать, что эти эффекты могут быть устранены правильным выбором расстояния между зеркалами оптического резонатора, применением узкополосных (например, интерференционных) зеркал и системы зеркал, показанной на рис.3). Тогда при фиксированном среднем токе в K раз повысится средняя генерируемая мощность. С другой стороны, при фиксированной средней генерируемой мощности средний ток \mathcal{I} и, следовательно, средняя мощность в электронном пучке $\frac{E}{e} \mathcal{I}$ уменьшатся в K раз, а к.п.д. увеличится в K раз. Например, при $K = 10$ в вышеприведенном примере надо сделать следующие изменения:

$$\mathcal{I} = 10 \text{ мА}$$

$$\begin{cases} \eta_{max} \rightarrow 1 \\ \frac{E}{e} \mathcal{I} \approx 100 \text{ кВт} \end{cases} \quad (26')$$

$$\begin{cases} \eta_{max} \approx 0,1 \\ \frac{E}{e} \mathcal{I} \approx 1 \text{ МВт} \end{cases} \quad (27')$$

Отметим, что говоря о длинноволновой группировке с периодом T , мы, конечно, предполагаем (как и в /1/), что $\frac{2L_p}{cT} = n$ ($n = 1, 2, 3, \dots$).

5. Сделаем теперь замечание о трех полезных свойствах электронного пучка, ускоренного в линейном резонансном ускорителе.

а) Имеется длинноволновая группировка, полезность которой отмечена в предыдущем пункте.

б) Этой группировкой можно легко управлять, поставив на выходе линейного ускорителя группирующие магниты, так как имеется модуляция энергии электронов.

в) Локальный энергетический разброс (при данном значении продольной координаты, в данный момент времени) может быть очень мал (см., например, /10/). Он существенно меньше среднего по времени разброса, который появляется из-за регулярной зависимости энергии электронов от времени $E(z - vt)$. Локальный разброс определяется неоднородностью потенциала катода электронной пушки, пространственным зарядом и температурой катода и может быть меньше 10 эВ. Малость энергетического разброса существенна не только для понижения наименьшего порогового тока $I_{\text{к}} |k \frac{dE}{dz} \sigma = 1$, но и для увеличения длины второй змейки L_2 . Для использования малости локального разброса нужно, чтобы свет взаимодействовал только с каким-либо одним местом электронного пучка: $z - vt = \text{const} + n \frac{L}{c}$ (n - целые). Для этого необходимо сделать одинаковыми времена прохода света и электронов через группирующую секцию (например, так как показано на рис.3). Для увеличения области значений $z - vt$, где энергия электронов мало меняется, можно применять дополнительный резонатор, работающий на частоте, кратной частоте ускоряющего напряжения, установив его перед входом в ОК.

Для понижения локального энергетического разброса можно переводить энергетический разброс в поперечный размер электронного пучка, т.е. делать большую ψ -функцию на входе в ОК. При этом в группирующие магниты ОК должны быть введены довольно слабые коррекции градиента магнитного поля. Магниты, создающие большую ψ -функцию (разлагающие пучок по энергии) могут одновременно использоваться для продольной группировки (см. подпункт "б"). Вообще, подобным образом можно согласовывать фазовый объем электронного пучка с фазовым объемом светового пучка в оптическом резонаторе.

6. Для повышения к.п.д. можно применить рекуперацию энергии электронного пучка, прошедшего через ОК. При энергиях электронов ниже 10 МэВ ускорение и рекуперация могут быть электростатическими. При более высоких энергиях для ускорения и рекуперации могут быть использованы сверхпроводящие ускоряющие структуры, имеющие достаточно малые потери (см.рис.4).

Пусть η_p - к.п.д. рекуперации, η - электронный к.п.д. ОК. Тогда результирующий к.п.д. установки равен

$$\eta_{\text{рез}} = \frac{\eta}{1 - (1 - \eta)\eta_p} \quad (28)$$

При $\eta \ll 1$ и при $1 - \eta_p \ll 1$ формула (28) упрощается:

$$\eta_{\text{рез}} \approx \left(1 + \frac{1 - \eta_p}{\eta}\right)^{-1} \quad (29)$$

Из (29) видно, что даже сравнительно плохая ($\eta \ll 1 - \eta_p$) рекуперация повышает результирующий к.п.д. в $(1 - \eta_p)^{-1}$ раз.

Таким образом, ОК, установленный на линейный сверхпроводящий ускоритель с рекуперацией энергии электронного пучка по средней мощности и особенно к.п.д. сможет превзойти, в принципе, любой лазер (включая и CO₂-лазеры) во всем диапазоне длин волн от 100 мкм до 0.1 мкм.

7. Из формулы (17) видно, что для повышения электронного к.п.д. выгодно уменьшать период змейки d . Это естественно: при меньших d можно выполнить условие синхронизма электронов и электромагнитной волны при более низких энергиях. Однако, вряд ли возможно сделать магнитную змейку с $d < 1$ см, так как, уменьшая d , надо уменьшать и апертуру змейки. Преодолеть эту трудность можно при помощи перехода от статических магнитных полей к полю электромагнитной волны. Такая волна может быть создана, например, внутри оптического резонатора CO₂-лазера ($\lambda = 10$ мкм, следовательно, $d_{\text{эфф}} = 5$ мкм). Источником электронов для такого ОК может служить установка с электростатическими ускорением и рекуперацией.

8. Электронный пучок на выходе ОК продольно сгруппирован. Согласно (2) продольная плотность имеет не только первую, но и более высокие гармоники. Следовательно, если направить этот

пучок в змейку с соответствующим образом подобранным периодом, то можно получить когерентное излучение на частоте, кратной основной. Таким образом, ОК будет работать в режиме умножения частоты. Предложения группировать электроны лазерным светом в ондуляторе, а затем получать когерентное излучение на кратных частотах в другом ондуляторе с соответствующим периодом уже делались ранее /11/, /12/. Здесь мы хотим отметить, что в ОК высшие гармоники получаются как "побочный продукт". Генерация высших гармоник позволит применить ОК и в области вакуумного ультрафиолета, где нет зеркал и нельзя сделать оптический резонатор. Точные формулы для когерентного ондуляторного излучения приведены в /13/. Здесь мы ограничимся случаем электронного пучка с большими поперечными размерами: $d_x, d_y \gg \gamma \frac{\lambda}{n}$ ($\frac{\lambda}{n}$ - длина волны интересующей нас n -ной гармоники). Для достаточно больших n все гармоники плотности максимальны при $\chi \approx 1$. Если выполняются условия:

$$n \lesssim \frac{2(\Delta\alpha)^2}{kL_3}, \quad \left(k \frac{dz}{dE} \sigma\right)^{-1} \quad (30)$$

(где $\Delta\alpha$ - угловой разброс в пучке, L_3 - длина змейки), так что n -ная гармоника не слишком мала, то мощность излучения на n -ной гармонике дается формулой:

$$P \approx \frac{32}{\pi^2} \Phi^2(0) \left(\frac{2}{n}\right)^{2/3} \frac{(\alpha_0 L_3 \gamma)^2}{Sc} \quad (31)$$

где S - площадь поперечного сечения электронного пучка, $\Phi(0) \approx 0.629$. Если учесть, что $\frac{\lambda}{n} = d_3 \left(\frac{1}{2\gamma^2} + \frac{\alpha_0^2}{4}\right)$, то выбрав для определенности $\gamma = \sqrt{\frac{3d_3 n}{2\lambda}}$, получим

$$R \equiv \frac{P}{\gamma^2} = \frac{256}{3\pi^2} \Phi^2(0) \left(\frac{2}{n}\right)^{2/3} \frac{\lambda}{n d_3} \frac{L_3^2}{Sc} \approx \frac{160 \Omega}{n^{2/3}} \frac{\lambda L_3^2}{n d_3 S} \quad (32)$$

Пример.
Пусть $n = 6$, $\frac{\lambda}{n} = 500 \text{ \AA}$, $L_3 = 10 \text{ м}$, $d_3 = 2 \text{ см}$, $S = 0,1 \text{ мм}^2$.
Тогда

$$\gamma \approx 770 \quad (33)$$

$$R \approx 120 \text{ к}\Omega \quad (34)$$

При предварительной длинноволновой группировке пучка с $\mathcal{K} = 10$ и среднем токе $\bar{I} = 10 \text{ мА}$

$$\bar{P} \approx 120 \text{ Вт} \quad (35)$$

Отметим, что это излучение идет в очень узком интервале углов

$$\Delta\theta_{xy} \sim \frac{\lambda}{n d_{xy}} \quad (36)$$

В рассмотренном примере для круглого пучка $\Delta\theta \sim 3 \cdot 10^{-4}$

Авторы благодарят Г.Н.Кулипанова, И.Н.Мешкова, Е.А.Переведенцева за ценные обсуждения вопросов, затронутых в данной работе.

Л и т е р а т у р а

- I. Н.А.Винокуров, А.Н.Скринский. Препринт ИЯФ 77-67, Новосибирск, 1977.
2. Н.А.Винокуров, А.Н.Скринский. Препринт ИЯФ 77-59, Новосибирск, 1977.
3. ...А.Винокуров. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Серпухов, 1977, т.2, стр.454.
4. Клистроны.М. "Сов.радио", 1952.
5. F. A. Hopf et al. *Phys. Rev. Lett.* v. 37, 1342 (1976)
6. V.N. Baier, A. I. Milstein. *Phys. Lett.* v. 65A, 319 (1978)
(препринт ИЯФ 77-66 . Новосибирск, 1977).
7. А.А.Коломенский, А.Н.Лебедев. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Серпухов, 1977, т.2, стр.446.
8. Д.Ф.Алферов, Е.Г.Бессонов. Препринт ФИАН № 162 (1977).
9. А.А.Коломенский, А.Н.Лебедев. Теория циклических ускорителей. М., Физматгиз, 1962.
10. G. I. Budker, N. S. Dikansky, V. I. Kudelainen, I. N. Meshkov, V. V. Panchonchuk, D. V. Pestrukov, A. N. Skrinsky, B. N. Sukhina, *Particle Accelerators*, v. 7, N 4 (1976)
- II. P. L. Csonka. *Wiggler Magnets*. SSRP Report No. 77/05 (May 1977) p. II-170.
12. Д.Ф.Алферов, Е.Г.Бессонов, препринт ФИАН № 162 (1977).
13. Д.Ф.Алферов, Ю.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов, препринт ФИАН № 163 (1976).

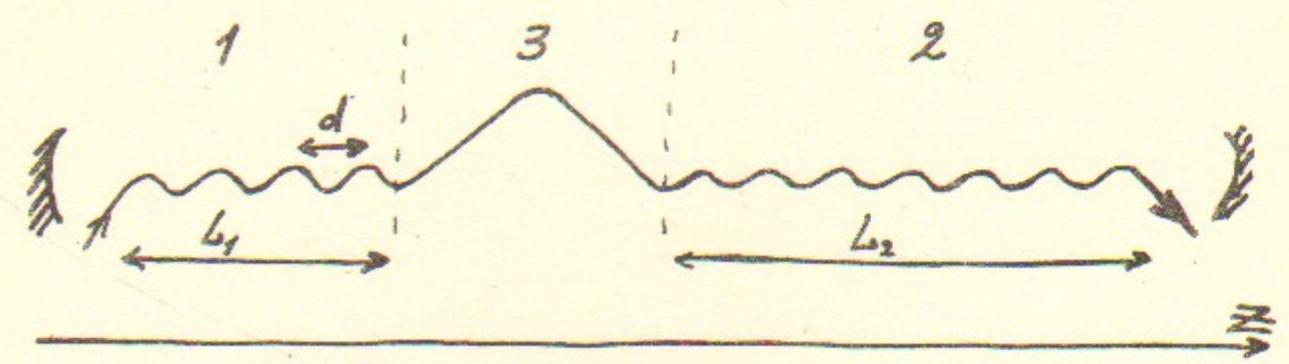


Рис. 1.

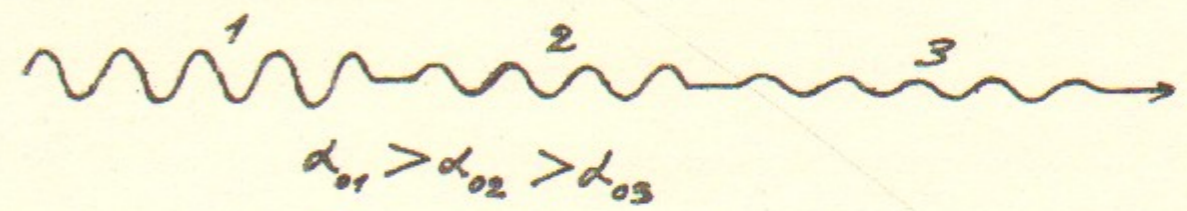


Рис. 2.

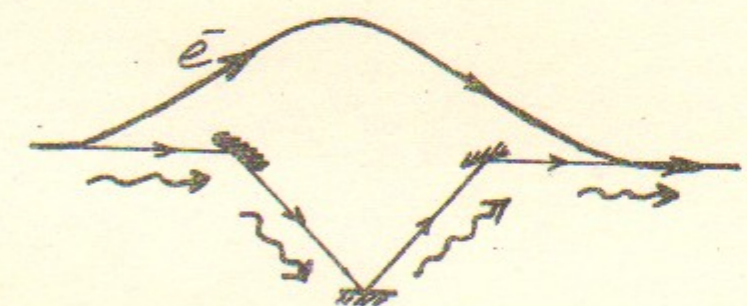


Рис. 3.

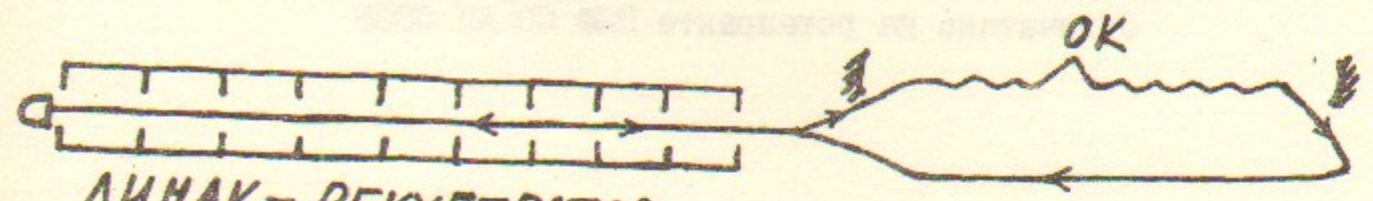


Рис. 4.