

ԵՐԵՎԱՆԻ ԳՐԱԳՐԱԿԱՆԱԿԱՆ ԳՐԱԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ
ԵՐԵՎԱՆՍԿԻ ԲՆԱԿԱՆԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ

ԳՐԱԳՐԱԿԱՆ ԶԱՂՈՐԴՈՒՄ ՆԱՍԿԱԿԱՆ ՏՈՒՆՈՒՄ

ԵՓԻ-168(76)

ՏԻ 7806853

Ի.Ս.ԿԱՐԱԲԵԿՈՎ, Կ.Մ.ԿԱՐԱՍԵՏՅԱՆ

ՄԵԹՈԴ ՄՆՈԳՍՈՒՄՈՎՈՅ ՆԵԶԱՎԻՍԻՄՈՅ ՎՅՎՈԴԱ
ԻԶԼՈՒՇՆԻՅ ԻԶ ԷԼԵԿՏՐՈՆՈՅ ՍԻՆԽՐՈՏՐՈՆԱ ԵՓԻ

ԱՐՄՍ



ԵՐԵՎԱՆ

1976

ԵՐԵՎԱՆ

УДК.621.384.6.04 :621.3.617

Научное сообщение ЕФИ-168(76)

И.П.КАРАБЕКОВ, К.М.КАРАПЕТЯН

МЕТОД МНОГОПУЧКОВОГО НЕЗАВИСИМОГО
ВЫВОДА ИЗЛУЧЕНИЙ ИЗ ЭЛЕКТРОННОГО
СИНХРОТРОНА ЕФИ

Теоретически рассмотрена возможность получения нескольких полностью скомпенсированных локальных возмущений на замкнутой орбите кольцевого ускорителя. Эти локальные возмущения используются для независимого наведения пучка ускоренных электронов на внутреннюю мишень с целью управления интенсивностью гамма-квантов во внешних пучках. Приведены конкретные вычисления для случая ускорителя электронов ЕФИ. Предложен метод автоматической стабилизации частот бетатронных колебаний, который позволяет осуществить реально полную компенсацию локальных возмущений.

Ереванский физический институт
Ереван 1976

Scientific Report EФM-168(76)

I. P. KARABEKOV, K. KARAPETYAN

THE METHOD OF MULTIBEAM INDEPENDENT EXTRACTION OF RADIATION FROM YEREVAN ELECTRON SYNCHROTRON

The possibility of the obtaining of several completely compensated local disturbances on the closed circular orbit of the accelerator is considered theoretically. These local disturbances are used for the independent direction of an accelerated electron beam to an internal target with the aim to control the intensity of gamma fluxes in external beams. The calculations for the case of Yerevan synchrotron are given. The method of autostabilization of betatron oscillation frequencies is proposed that allows to realize the complete compensation of local disturbances.

Yerevan Physics Institute
Yerevan, 1976

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ- 188 (76)

И.П.КАРАБЕКОВ, К.М.КАРАПЕТЯН

МЕТОД МНОГОПУЧКОВОГО НЕЗАВИСИМОГО
ВЫВОДА ИЗЛУЧЕНИЙ ИЗ ЭЛЕКТРОННОГО
СИНХРОТРОНА ЕФИ

Ереван 1976

© *Ереванский физический институт, 1976*

Увеличение числа независимо регулируемых и одновременно выводимых пучков γ -квантов высоких энергий и совмещение во времени экспериментальных исследований, проводимых на этих пучках с работами, проводимыми на пучках синхротронного излучения (СИ-пучках) является очевидным путем повышения эффективности использования единицы времени работы электронного синхротрона.

Эксперименты, проводимые на пучках синхротронного излучения выдвигают к ускорителю два основных требования. Во-первых ускоритель должен работать в режиме ускорения максимально достигаемого тока частиц, во-вторых вывод пучков γ -квантов не должен искажать форму замкнутой орбиты в месте формирования СИ-пучка. Следует отметить, что наиболее перспективные направления исследований с использованием СИ-пучков требуют интенсивности потока фотонов, значение которой находится в диапазоне $\sim 10^{12} \div 10^{14}$ фотон/сек. мрад $\cdot \Delta\lambda/\lambda = 10^{-3}$ [1,2]. Заметим также, что нижняя граница этого диапазона на ускорителе электронов ЕрФИ может быть достигнута при токе ~ 50 мА и предельной энергии ускоряемых частиц, равной 6 Гэв. Эти требования однако, не всегда удается согласовать с требованиями, выдвигаемыми со стороны экспериментов, проводимых на пучках γ -квантов высоких энергий. Здесь значения потребляемых средних интенсивностей как правило лежат в диапазоне 0,1 \div 10 мА ускоренного тока частиц, что для ускорителя ЕрФИ соответствует потоку $5 \cdot 10^7 \div 5 \cdot 10^9$ фо-

тон/сек в пространственном угле, равном $\sim 0,1$ мрад.

Вместе с тем, экспериментаторы стремятся к максимальному сближению величин средней и мгновенной значений интенсивности потока фотонов, так как число случайных совпадений является степенной функцией мгновенной интенсивности, а число истинных совпадений — лишь линейной функцией средней интенсивности. Существующая схема управления величиной средней интенсивности в каналах вывода путем деления между ними циклов ускорения не удовлетворительна, поскольку увеличивает отношение мгновенной интенсивности к средней.

Так же неудовлетворительна система создания локального возмущения на замкнутой орбите для наведения ускоренного пучка на внутреннюю мишень [3]. Возмущения, создаваемые в электромагните по этой схеме не могут быть полностью скомпенсированными, в связи с тем, что ν , число бетатронных колебаний, приходящихся на период градиента, обязана отличаться от резонансного значения, равного 0,25.

В настоящей работе представлены основные результаты разработок схемы независимого многопучкового вывода, свободного от перечисленных недостатков. Задача решена как в общем виде, так и для ускорителя электронов ЕрФИ.

Принципиальное решение задачи заключается в создании в районе заданной внутренней мишени идеально скомпенсированного "бампа" на замкнутой орбите при $\nu \neq 0,25$ путем возбуждения в электромагните специального азимутального распределения возмущений, имеющих произвольные знаки и отношения амплитуд: $1, K, q, p, \dots$. Однако создание такого возмущения возможно только после компенсации напряжений, которые наводятся на управляющие обмотки блоков основным магнитным потоком. Такая компенсация обычно осуществляется встречным включением управляющих обмоток двух блоков. Но тогда в компенсирующем блоке возникает возмущение той же величины, что и в основном блоке, но противоположного знака.

Основная идея предлагаемой здесь схемы запитки управляющих обмоток заключается в том, что каждый блок группы $K, q, p \dots$ компенсируется блоком, отстоящим от заданного на расстоянии N периодов градиента, как показано на рис.1а. Тогда на замкнутой орбите возникают два идеальных "бампа", один из которых в максимуме отклонения совмещается с местом расположения внутренней мишени, а второй возникает на участке свободном от выводных устройств (рис.1б).

Найдем значения K, q, p, \dots и минимальное число блоков, в которые необходимо ввести искомого возмущения для получения идеально скомпенсированного локального возмущения замкнутой орбиты.

Как известно уравнение замкнутой орбиты имеет вид:

$$\begin{aligned} z_{\text{вын}}(\theta) = & \left(\frac{\ell}{2\pi} \right)^2 \frac{F(\theta)}{2i\rho} \left[\int_0^\theta F^*(\theta) \frac{\Delta H}{H_0}(\theta) d\theta - \right. \\ & \left. - \frac{\int_0^{2\pi M} F^*(\theta) \frac{\Delta H}{H_0}(\theta) d\theta}{1 - e^{-2\pi i M \nu}} \right] + \text{К.С.}, \end{aligned} \quad (1)$$

где ℓ - длина периода градиента магнитной системы;

ρ - радиус закругления траектории частицы в магнитном поле;

$F(\theta)$ и $F^*(\theta)$ - значения функции Флоке и сопряженной с ней функции, пронормированные условием:

$$FF^* - F'F^* = -2i, \quad (2)$$

обладающие свойством:

$$F(\theta + 2\pi N) = F(\theta) e^{i2\pi N \nu}. \quad (3)$$

Для простоты дальнейших вкладок пренебрежем естественными ошибками поля в электромагните, считая, что возмущения орбиты создают только специально введенные в обмотки блоков токи. В этой связи возмущения поля могут считаться однородными по длине блока и, соответственно, вынесены из-под знаков интегралов.

Интегралы в (1) могут быть представлены в виде

$$\int_0^{\theta_f} F^*(\theta) \frac{\Delta H}{H_0}(\theta) d\theta = \frac{\Delta H}{H_0} \left[(1 + q e^{-2\pi i \nu} + \dots) \int_0^{\pi} F^*(\theta) d\theta + (k + p e^{-2\pi i \nu} + \dots) \int_{\pi}^{2\pi} F^*(\theta) d\theta \right], \quad (4)$$

где $0 \div \theta_f$ участок, на котором расположены выводящие возмущения.

Потребуем, чтобы при некоторых значениях k , q , p ... удовлетворялись условия невозмущенности замкнутой орбиты, кроме участков $0 \div \theta_f$ и $2\pi N \div \theta_f + 2\pi N$

$$I_1 (1 + q e^{-2\pi i \nu} + \dots) + I_2 (k + p e^{-2\pi i \nu} + \dots) = 0 \quad (5)$$

$$\frac{F'(\theta_M)}{2i} [I_1 + k I_2] + k \cdot c = 0, \quad (6)$$

где θ_M - координата установки мишени, $I_1 = \int_0^{\pi} F^*(\theta) d\theta$
 $I_2 = \int_{\pi}^{2\pi} F^*(\theta) d\theta$.

Система уравнений (5) и (6) может быть удовлетворена с помощью трех независимо управляемых параметров:

$$k = \frac{\Delta H_2}{H_0} / \frac{\Delta H_1}{H_0}; \quad q = \frac{\Delta H_3}{H_0} / \frac{\Delta H_1}{H_0}; \quad p = \frac{\Delta H_4}{H_0} / \frac{\Delta H_1}{H_0}.$$

Из (6) найдем величину K :

$$K = \frac{\text{Im} I_1 \text{Re} F'(\theta_M) + \text{Im} F'(\theta_M) \text{Re} I_1}{\text{Im} I_2 \text{Re} F'(\theta_M) + \text{Im} F'(\theta_M) \text{Re} I_2} . \quad (7)$$

Составим уравнения для действительной и мнимой частей (5) и ограничимся достаточным числом параметров:

$$\text{Re} I_1 + \alpha_1 q + K \text{Re} I_2 + p \alpha_2 = 0 \quad (8)$$

$$\text{Im} I_1 + \beta_1 q + K \text{Im} I_2 + p \beta_2 = 0 ,$$

где

$$\alpha_1 = \text{Re} I_1 \cos 2\pi\nu + \text{Im} I_1 \sin 2\pi\nu$$

$$\alpha_2 = \text{Re} I_2 \cos 2\pi\nu + \text{Im} I_2 \sin 2\pi\nu$$

$$\beta_1 = \text{Im} I_1 \cos 2\pi\nu + \text{Re} I_1 \sin 2\pi\nu \quad (9)$$

$$\beta_2 = \text{Im} I_2 \cos 2\pi\nu + \text{Re} I_2 \sin 2\pi\nu$$

Из (8) определим q и p :

$$q = \frac{(\text{Im} I_1 + K \text{Im} I_2) \alpha_2 - (\text{Re} I_1 + K \text{Re} I_2) \beta_2}{\alpha_1 \beta_2 - \beta_1 \alpha_2} \quad (10)$$

$$\rho = \frac{(Re I_1 + k Re I_2) \beta_1 - (Im I_1 + k Im I_2) \alpha_1}{\alpha_1 \beta_2 - \beta_1 \alpha_2} \quad (11)$$

Вычисления K , q , P для ускорителя электронов ЕрФИ при $\gamma = 0,224372$ ($M\gamma = 5,385$) дают следующие значения: $K = -0,3772$; $q = -0,4074$; $P = 1,1172$

Почти на всех ускорителях, в том числе и на ускорителе ЕрФИ, по конструктивным соображениям выводы отдельных пучков сосредоточены на небольшом участке азимута кольца, касательные к которой вписываются в существующие экспериментальные залы. Так на ускорителе ЕрФИ внутренние мишени трех γ -пучков расположены через каждый период градиента (см. рис. 2а). На рис. 2а показана схема введения управляющих токов в магнитные блоки для одновременного вывода пучков γ_1 , γ_2 и γ_3 . Форма и величина отклонения равновесной орбиты в заданном участке, создаваемая всеми тремя группами (I_i, K_i, q_i, P_i) (где $i = 1, 2, 3$) показаны на рис. 2б. Отсюда видно, что максимальное значение отклонений приходится в точки Θ_{M1} , Θ_{M2} и Θ_{M3} , где установлены соответствующие мишени. В месте установки мишени параметры траектории замкнутой орбиты $\mathcal{L}(\Theta_{M})_i$ и $\mathcal{L}'(\Theta_{M})_i$ определяются только значением параметров соответствующей группы управляющих возмущений (I_i, K_i, q_i, P_i) $\frac{\Delta H_i}{H_0}$. Коэффициент перед скобкой может изменяться от 0 до $\Delta H/H_0$ (макс). При этом параметры замкнутой орбиты в районе установки других мишеней, не изменяются.

Определим отношение мощности, необходимой для вывода γ -пучка по предлагаемой схеме, к мощности, затрачиваемой на это же по традиционной схеме. Так как по традиционной схеме вывода в 4 блока электро-

магнита вводится одинаковый ток, то искомое отношение равно:

$$\xi = \frac{\eta^2}{2} (1 + K^2 + q^2 + p^2) \quad (12)$$

Здесь η - отношение амплитуд отклонений замкнутой орбиты в точке Θ_M , создаваемой традиционной и предлагаемой схемами при запитке блоков по традиционной схеме током I_1 равным току в первом блоке группы K, q, p :

$$\eta = \frac{A_{\text{траг.}}}{A_{\text{предл.}}} = \frac{\operatorname{Re} \left\{ \frac{F(\Theta_M)}{i} I_1 (1 + e^{6\pi i \nu}) \right\}}{\operatorname{Re} \left\{ \frac{F(\Theta_M)}{i} (I_1 + K I_2) \right\}} \quad (13)$$

Величины η и ξ для ускорителя ЕрФИ равны соответственно 2,04 и $\sim 5,2$

Однако полученные значения K, q, p создают полностью комплексированное возмущение лишь в случае, если реальный параметр бетатронных колебаний ν равен расчетному значению ν_0 . Рассмотрим возможность его непрерывного измерения и автостабилизации с целью сохранения практической идеальности "бампа".

Пусть $\nu = \nu_0$, тогда согласно (6) угол наклона замкнутой траектории в точке Θ_M , $\tau'(\Theta_M) = 0$. При $\nu = \nu_0 + \Delta \nu$ и при выбранных значениях K, q, p , $\tau'(\Theta_M) \neq 0$, что приведет к тому, что ось χ -пучка в месте установки мишени физической установки сместится на величину:

$$\Delta \chi = L \tau'(\Theta_M) (\Delta \nu) + \Delta \tau (\Delta \nu) \quad (14)$$

Величина смещения ΔX может быть легко измерена известным методом [4] и полученный сигнал может быть усилен и введен в виде управляющего тока в специальную квадрупольную линзу для коррекции ν . Определим значения

$$z'(\theta_m) = f(\nu) \quad \text{и} \quad \Delta z(\theta_m) = \psi(\nu).$$

Комплексная постоянная в уравнении замкнутой орбиты в точке θ_m имеет вид:

$$C(\theta_m, \nu) = \left(\frac{\ell}{2\pi}\right)^2 \frac{1}{2ip} \frac{\Delta H_1}{H_0} \left\{ I_1(\nu) + k I_2(\nu) - \frac{I_1(\nu)(1 + qe^{-2\pi i \nu_0}) + I_2(\nu)(k + pe^{-2\pi i \nu_0})}{1 - e^{-2\pi i \nu_0 m}} \right\}. \quad (15)$$

Разложим $C(\theta_m, \nu)$ в ряд по степеням $\Delta \nu$, считая $\Delta \nu \ll \nu_0$ и ограничимся первым членом разложения. Тогда для $\Delta z(\theta_m)$ и $\Delta z'(\theta_m)$ получим:

$$\Delta z(\theta_m) = \left\{ C(\theta_m, \nu_0) \frac{dF}{d\nu}(\nu_0, \theta_m) + \frac{dC}{d\nu}(\theta_m, \nu_0) F(\theta_m, \nu_0) + k.c. \right\} \Delta \nu \quad (16)$$

$$z'(\theta_m) = \left\{ C(\theta_m, \nu_0) \frac{dF'}{d\nu}(\nu_0, \theta_m) + \frac{dC}{d\nu}(\theta_m, \nu_0) F'(\theta_m, \nu_0) + k.c. \right\} \Delta \nu.$$

$$\begin{aligned}
 \text{где: } \frac{dC}{dV}(\theta_M, V_0) = & - \frac{2\pi i}{1 + e^{-2\pi i M V_0}} C(\theta_M, V_0) - \\
 & - \left(\frac{\ell}{2\pi}\right)^2 \frac{1}{2iP} \frac{1}{1 - e^{-2\pi i M V_0}} \left\{ \frac{dI_1(V_0)}{dV} \left(e^{-2\pi i M V_0} + q e^{-2\pi i V_0} \right) + \right. \\
 & \left. + \frac{dI_2(V_0)}{dV} \left(k e^{-2\pi i M V_0} + p e^{-2\pi i V_0} \right) \right\}. \quad (17)
 \end{aligned}$$

Расчет $\Delta z(\theta_M)$ и $z'(\theta_M)$ для параметров ускорителя ЕрФИ приводит к следующим практическим формулам:

$$z'(\theta_M) = 0,4 \Delta V \frac{\Delta H_1}{H_0} \quad (\text{м/рад}) \quad (18)$$

$$\sigma z(\theta_M) = 0,04 \Delta V \frac{\Delta H_1}{H_0} \quad (\text{м})$$

Для получения отклонения замкнутой орбиты в точке θ_M , равного 50 мм по предлагаемой схеме необходимо установить $\Delta H_1/H_0 = 4\%$. Длина дуги, равная одному радиану, для магнитной системы ускорителя ЕрФИ равна 1,4378 м. Если измерение ΔX вести на расстоянии $L = 50$ м, то это соответствует $\sim 34,77$ рад. При $\Delta V = 10^{-3}$, величина $\Delta X = 0,5$ мм. Современная система измерения центра тяжести γ -пучка позволит детектировать смещения $\sim 0,2$ мм при интенсивности, равной 10^9 фотон/сек. Поэтому частота бетатронных колебаний может быть застабилизирована с точностью, лучшей, чем 10^{-3} . Величина $\Delta z(\theta_M)$ исчезающе мала и ею можно пренебречь в (14).

Авторы выражают глубокую благодарность В.М.Хартонову за внимание к работе и обсуждение полученных результатов.

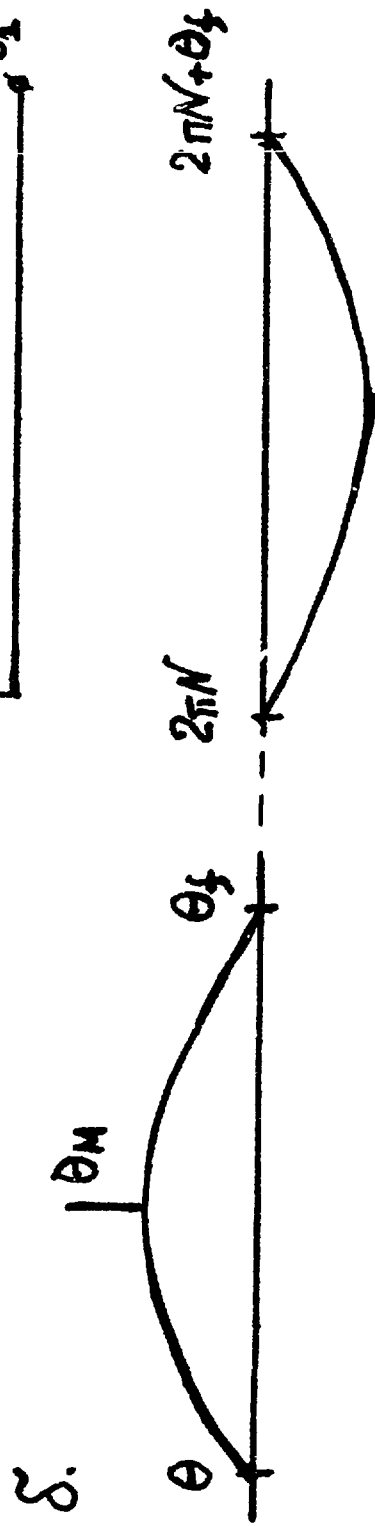
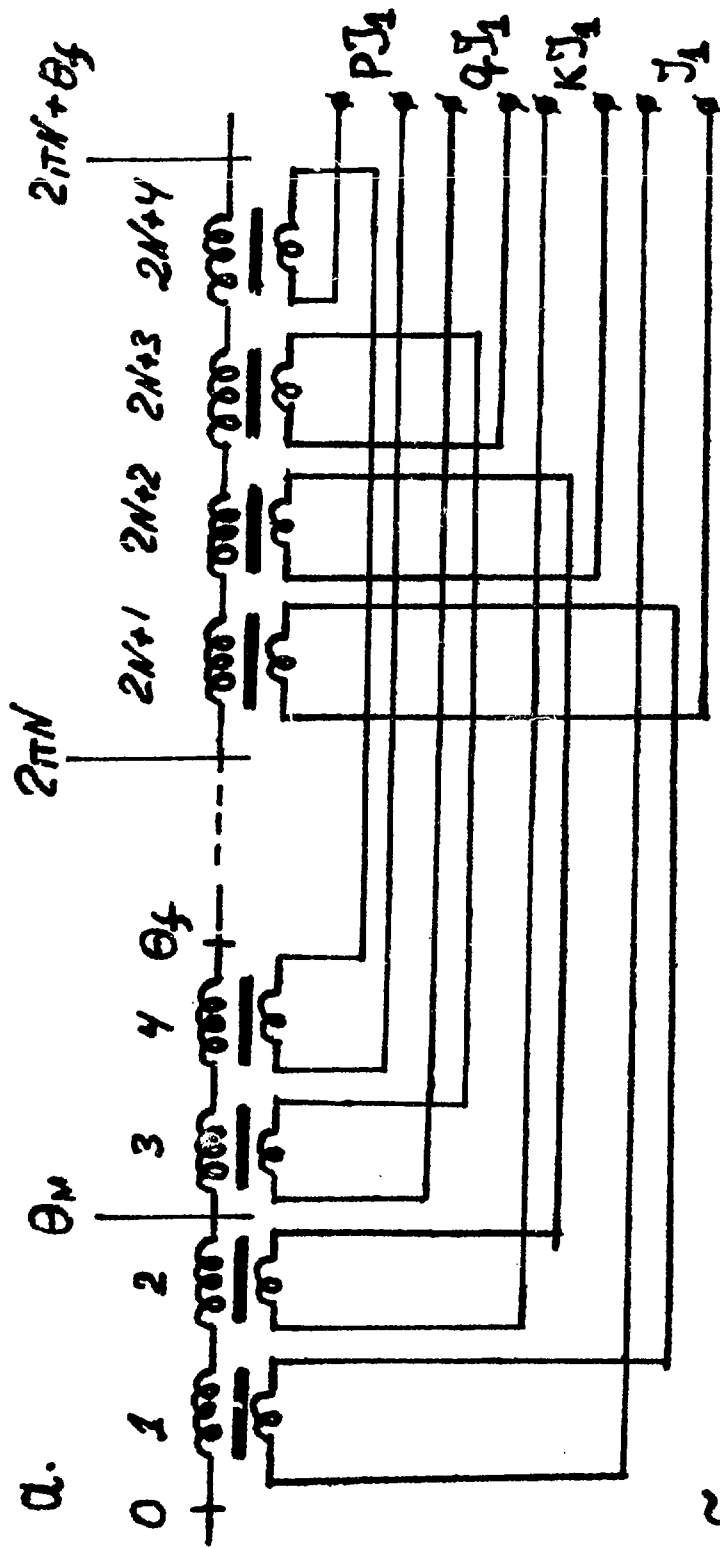
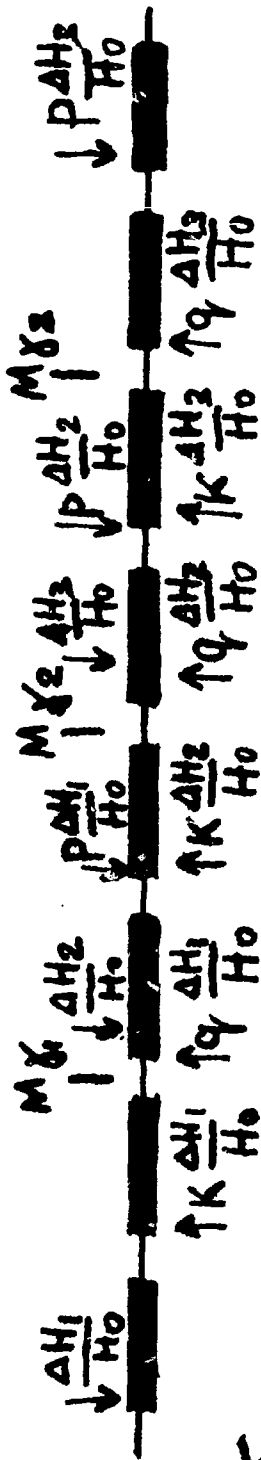


Рис. 1

а.



б.

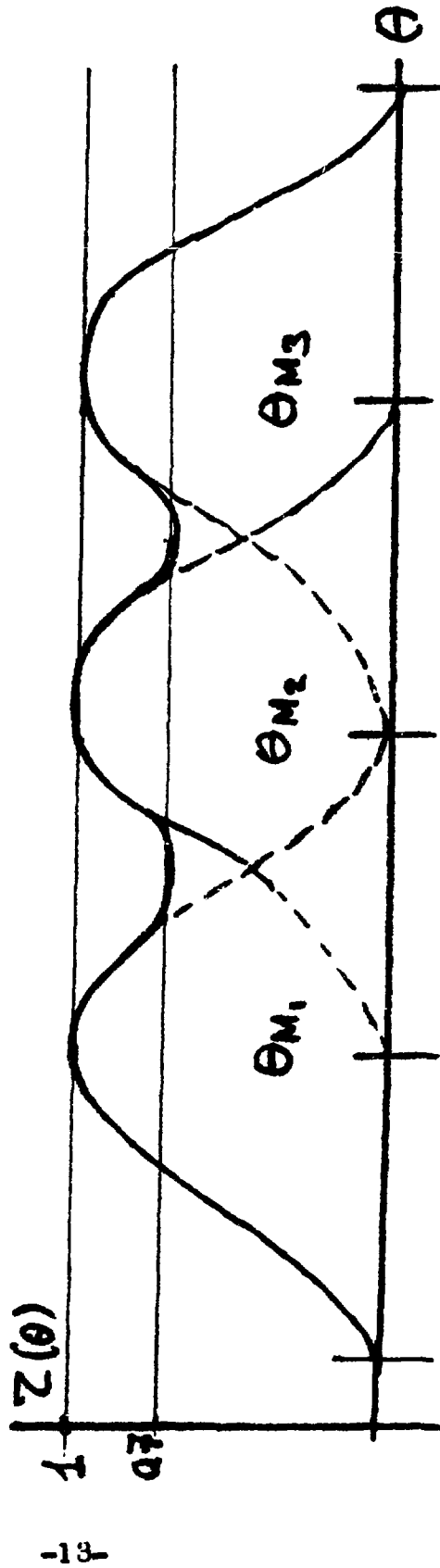
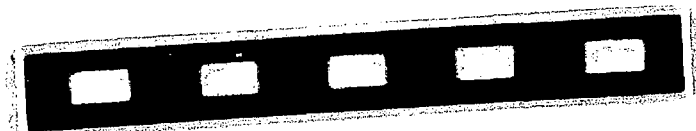


Рис.2

ЛИТЕРАТУРА

1. W.Paul, K.Strauch, H.Winick. "Proposal for a Synchrotron Radiation Facility at the Cambridge Electron Accelerator."
2. C.Kunz. "Perspectives of Synchrotron Radiation. Report on a Panel Discussion". DESY SR-74/15 Sept. 1974.
3. R.J.Averill. "Beam-Bump method of Target Engagement." IEEE Transactions on Nucl.Sci.v.Ns-12,3, 1965,p.899.
4. Г.А.Аракелян и др. ПТЭ, 4, 46, 1971.

Рукопись поступила 4-го февраля 1976г.



Редактор Л.П.Мукаян
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 504

ВФ- 03775

Тираж 299

Подписано к печати 5/1У-76г. Формат издания 30х40

1,0 уч.изд.л. Ц.7 к.

Отпечатано на ротаприте

Ереванского физического института Ереван-36, пер.Марка-
ряна 2