

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С3453

В-751

2832/2-74

P9 - 7954

С.Б. Ворожцов, В.П. Дмитриевский,
Н.Л. Заплатин, В.В. Кольга

РАСЧЕТ РЕГЕНЕРАТИВНОЙ СИСТЕМЫ
ЗАБРОСА ПУЧКА
В ЖЕЛЕЗНО-ТОКОВЫЙ КАНАЛ ФАЗОТРОНА
С ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ВАРИАЦИЕЙ
МАГНИТНОГО ПОЛЯ

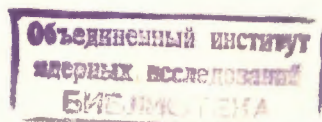
1974

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Р9 - 7954

С.Б. Воровцов, В.П. Дмитриевский,
Н.Л. Заплатин, В.В. Кольга

РАСЧЕТ РЕГЕНЕРАТИВНОЙ СИСТЕМЫ
ЗАБРОСА ПУЧКА
В ЖЕЛЕЗНО-ТОКОВЫЙ КАНАЛ ФАЗОТРОНА
С ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ВАРИАЦИЕЙ
МАГНИТНОГО ПОЛЯ



Ворожцов С.Б., Дмитриевский В.П., Заплатин Н.Л.,
Кольга В.В.

Р9 - 7954

Расчет регенеративной системы заброса пучка в железно-
токовый канал фазотрона с пространственной вариацией
магнитного поля

В работе приведено численное моделирование на ЭВМ процесса воз-
буждения радиальных свободных колебаний для вывода пучка из фазотрона
с пространственной вариацией поля. Максимальная эффективность вывода
составила 68%. Найдены эмиттанс и энергетический разброс пучка на
входе в выводной канал.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1974

Vorozhtsov S.B., Dmitrievsky V.P.,
Zaplatin N.L., Kolga V.V.

Р9 - 7954

Calculation of the Regenerative System of
the Beam Extraction to the Iron-Current
Channel of the Phasotron with Spatial
Magnetic Field Variation

The process of excitation of radial free oscillations
for the beam extraction from the phasotron with spatial
field variation was numerically simulated using a computer.
The maximum efficiency of the beam extraction was 68%. The
emittance and the energy beam spread on the entrance to
the extracting channel were found.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1974

В данной работе излагаются результаты расчетов системы
возбуждения радиальных колебаний частиц для вывода их из фазо-
трона с пространственной вариацией магнитного поля (установка
"Ф"). Предварительный выбор параметров в этой системе был
произведен в /1/.

Расположение системы раскачки относительно соответствующих
равновесных орбит и первой железно-токовой секции выводного
канала приведено на рис.1. В расчетных программах поле неодно-
родностей задано отличным от нуля в областях Р-возбудителя и
R-регенератора (рис.1). В диапазоне радиусов Δr_n задана
квадратичная зависимость полей неоднородностей от радиуса.
При дальнейшем увеличении радиуса принята линейная зависимость.
Величина Δr_n подобрана в соответствии с экспериментальными
распределениями полей неоднородностей, полученными в работе /2/.
Распределение полей неоднородностей по азимуту имеет прямоуголь-
ную форму.

Основное поле ускорителя задано в виде радиальных зависи-
мостей амплитуд и фаз гармоник ряда Фурье, полученных на основа-
нии модельных измерений /3/. Предварительное сглаживание этих
зависимостей производилось в пределах заданных экспериментальных
погрешностей методом линейного программирования при помощи прог-
раммы *TURMAD* /4/. Для аппроксимации сглаженных значений
использовалась он-лайн-функция 3-го порядка.

На рис.2 приведены результаты численного определения час-
тот свободных колебаний частиц при помощи программы *CYCLOPS*

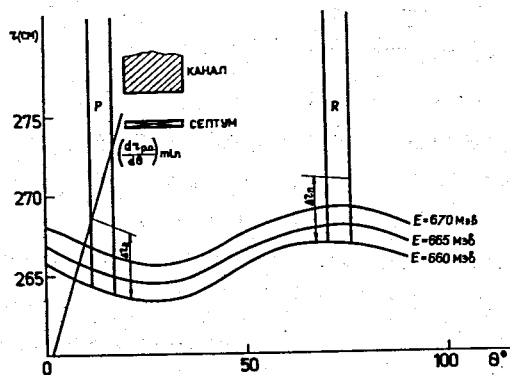


Рис.1. Расположение элементов системы раскачки.

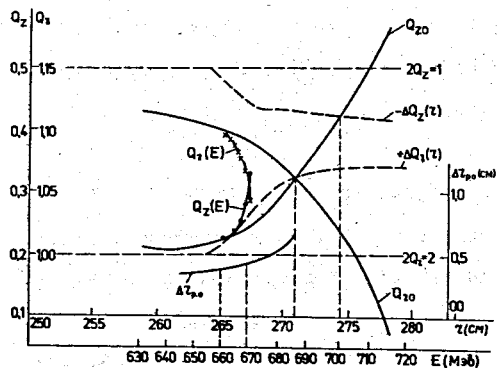


Рис.2. Частоты свободных колебаний частиц.

и $SIMPZ$ /5/ для основного поля (Q_{z0} , Q_{z0}) и для поля с неоднородностями, настроенными на равновесную орбиту с $E = 660$ МэВ и имеющими радиальные градиенты величиной $G_P = -310$ гс/см, $G_R = 270$ гс/см. Как видно из рисунка, кривая частоты радиальных колебаний Q_{z0} пересекает границу параметрического резонанса $2Q_z = 2$ на меньшем радиусе, чем радиус пересечения кривой Q_{z0} границы резонанса $2Q_z = 1$. В диапазоне указанных радиусов имеет место параметрическая раскачка радиальных колебаний при сохранении вертикальной устойчивости. Размеры полос резонансов посчитаны аналитически /6/, с использованием гармонического разложения магнитного поля системы возбуждатель-регенератор.

Частоты $Q_z(E)$, $Q_z(E)$, рассчитанные с учетом влияния переходной зоны Δr_0 неоднородностей, также указывают на существование z -устойчивости в момент начала возбуждения радиальных колебаний. Изменение частот связано с децентрированием орбиты и определяющим воздействием /7/ отрицательного градиента средней по азимуту составляющей поля неоднородностей.

Моделирование на ЭВМ возбуждения радиальных колебаний производилось путем трассирования через систему неоднородностей большого числа частиц, представляющих пучок в зоне вывода. При этом в уравнениях движения учитывались только линейные члены разложения в ряд горизонтальных составляющих магнитного поля. Изменение энергии производилось скачком, дважды за оборот величиной $\epsilon v = 50$ кэВ, на азимутах, отстоящих на 180° .

Однако в процессе фазовых колебаний частицы могут иметь набор энергии от максимального до нулевого. Поэтому был проведен контрольный просчет 8 частиц с исходной амплитудой радиальных свободных колебаний $A_z = 0,6$ см и набором энергии за оборот $2eV = 50$ кэВ. При сравнении с расчетами для $2eV = 100$ кэВ обнаружилось увеличение среднего разделения орбит на входе в канал на $0,16$ см (на 9%), уменьшение средней энергии вывода на $0,6$ мэВ (на $0,09\%$) и уменьшение энергетического разброса на $0,15$ мэВ (на $2,5\%$). Из этого расчета был сделан вывод о правомочности в дальнейших расчетах использования максимального набора энергии за оборот.

В результате трассирования через систему раскачки 560 частиц были получены характеристики пучка на входе в I-ю секцию выводного канала (рис.3,4,5).

На рис.4 отмечены лишь частицы, не потерянные в процессе раскачки ни на септуме канала, ни по Z -движению. Причем частица считалась потерянной по Z -движению, если выполнялось условие $|z_{max}| \geq 1,5$ см.

Если считать, что частицы равномерно распределены по начальным амплитудам радиальных свободных колебаний в диапазоне $A_z = 0 + 3$ см, то энергетический спектр $\chi(E)$ на рис.5 представляет исходный пучок. Основываясь на данных численного моделирования процесса возбуждения радиальных колебаний, можно получить спектр всех частиц на входе в канал $\chi(E)$ и спектр частиц, попавших на вход в канал $\chi^H(E)$, за вычетом потерь в процессе

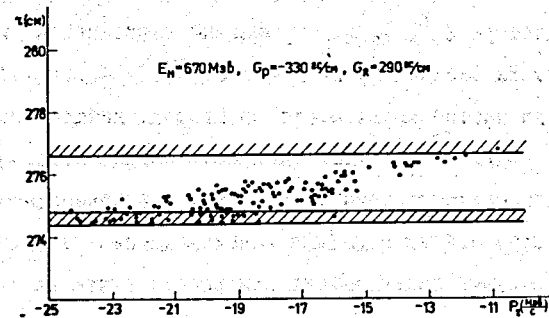


Рис.3. Радиальный эмиттанс пучка на входе в канал.

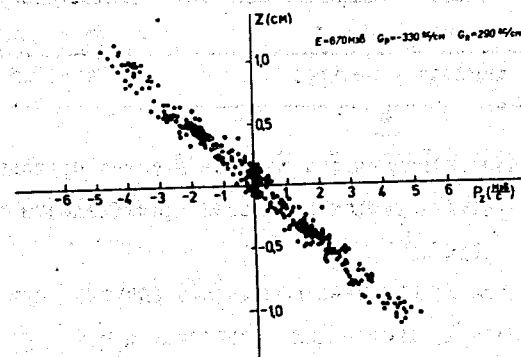


Рис.4. Вертикальный эмиттанс пучка, попавшего без потерь в канал.

раскачки. Для сравнения с $\chi(E)$ приведен спектр частиц, попавших в канал без потерь $\chi_0^k(E)$, нормированный относительно исходного числа частиц. Из распределений $\chi(E)$ и $\chi_0^k(E)$ видно, что наибольшие потери частиц имеют место со стороны низкой энергии спектра. Это связано с Z -потерями для больших исходных амплитуд A_z . Потери со стороны больших энергий объясняются попаданием на септум частиц с малыми начальными амплитудами A_z . Из этого же рисунка виден эффект компрессии пучка по энергетическому разбросу в процессе регенеративной раскачки радиальных колебаний^{/8/}. На входе в канал пучок характеризуется следующими цифрами.

Таблица I

| | |
|--------------------------------|------------------------|
| Средняя энергия, Мэв | $675,8 \pm 3,2$ |
| Радиальный эммитанс, мм.мрад | $75 = 24 \mathcal{A}$ |
| Вертикальный эммитанс, мм.мрад | $24 = 7,6 \mathcal{A}$ |

Определение эффективности заброса в канал производилось на основании расчета дифференциальной эффективности системы раскачки^{/9,10/} (рис.6)

В результате моделирования процесса раскачки при различных параметрах системы, отмеченных в таблицах II а и II в, и равномерном распределении частиц по A_z , A_z получены зависимости эффективности заброса частиц в канал от величины среднего разделения орбит $\Delta \bar{\gamma}_n$ и начальной энергии раскачки E_H (рис.7).

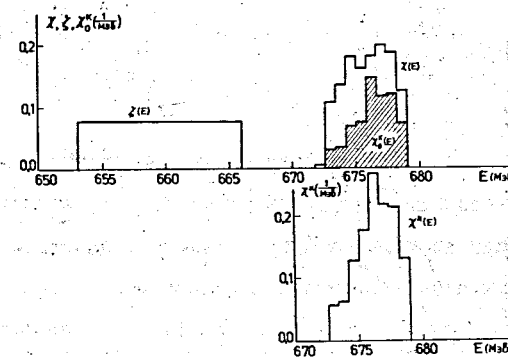


Рис.5. Распределение пучка по энергии.

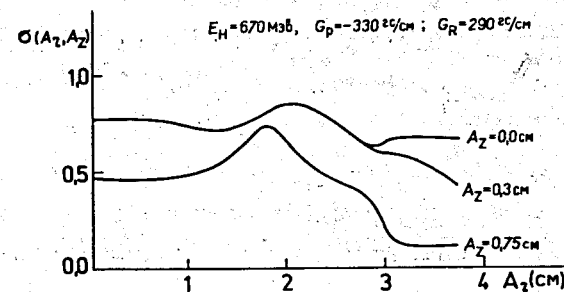


Рис.6. Дифференциальная эффективность системы заброса.

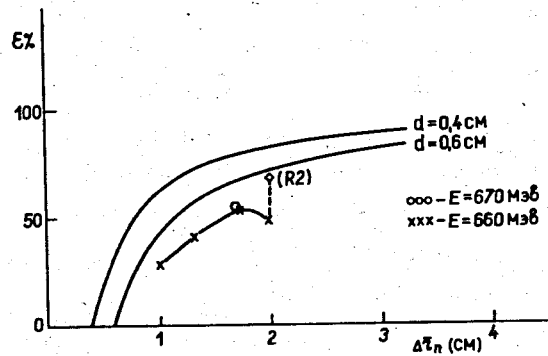


Рис. 7. Зависимость эффективности вывода от величины среднего заброса.

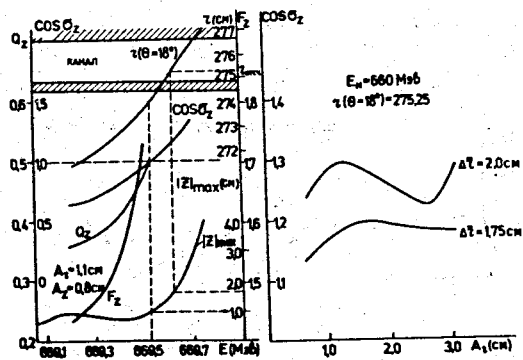


Рис. 8. Вертикальное движение на предпоследних оборотах.

На этом же рисунке приведены кривые эффективности вывода, построенные по формуле

$$\varepsilon = 100\% \left(1 - \frac{d}{\Delta z_n}\right), \quad (1)$$

где d - радиальный размер септума канала.

Из рисунка видно, что при оптимальном забросе $\Delta z_n = 1,75$ см и $E_n = 660$ Мэв максимальный коэффициент заброса частиц в канал составляет 53%. Такая же эффективность заброса имеет место и при $E_n = 670$ Мэв, $\Delta z_n = 1,73$ см.

Однако в последнем случае, задаваясь величиной 1-й гармоники ошибок $B_{z1} = 5$ гс, получим при $Q_z \approx 1,09$ сдвиг равновесной орбиты $\Delta z_{p,0} = 0,44$ см (рис.2), что приведет к эффективному увеличению начальных A_z , и, следовательно (рис.6), к увеличенным потерям частиц по z -движению в процессе раскачки. При этом эффективность заброса снижается до 46%. Анализ z -движения частиц на последних оборотах непосредственно перед попаданием в канал (рис.8) показывает, что расплывание пучка в z -направлении объясняется приближением мгновенной частоты Q_z на орбитах к резонансному значению $Q_z = +0,5$. Это приводит к резкому увеличению максимального значения величины, нормированной z -огивающей на обороте $F_z = \frac{\varphi_{z \max}}{0,5(\varphi_{z \max} + \varphi_{z \min})}$, если считать, что z -движение описывается выражением

$$z = A \varphi_z(\theta) \cos(Q_z \theta + \psi(\theta) + \delta), \quad (2)$$

где A, δ - константы, $\psi(\theta)$ - фаза функции флюке, $\varphi_z(\theta)$ определяется путем просчета синусной и косинусной траекторий z -движения на обороте.

Для понижения частоты Q_z на последних оборотах одним из авторов предложено использование локальной неоднородности типа регенератора, располагаемой по азимуту между возбудителем и входом в канал. Понижение частоты достигается за счет изменения среднего радиального градиента поля на орбите частицы, причем эффект усиливается ввиду расположения второго регенератора (R2) в области максимального по азимуту значения огибающей $\varphi_z(\theta)$.

На рис.9 показан эффект воздействия второго регенератора на мгновенное значение Q_z при $E_H = 660$ Мэв, начале поля (R2) при $z_H = 272$ см, градиенте $G_{R2} = 300$ гс/см, азимутальной протяженности (R2), равной $\theta_K - \theta_H = 3^\circ$. Уменьшение Q_z приводит, как это видно из рис.10, к резкому уменьшению максимального значения $|z|_{max}$ на обороте и несколько замедляет темп раскачки радиальных колебаний. На основе кривых дифференциальных эффективностей раскачки при наличии второго регенератора получено увеличение коэффициента вывода с 48% до 68%, т.е. в 1,4 раза. Из рисунка II также видно, что для частиц с $A_z < 1,5$ см имеет место такое формирование пучка вторым регенератором, что обеспечивается $\approx 100\%$ попадание их в канал.

Неучтенное в расчетах возмущение основного поля полем канала имеет вид двух рядом расположенных всплесков разного знака, занимающих вместе $\Delta\theta = 4^\circ$ по азимуту. Эффект возмущения сводится к изменению полос резонансов $2Q_z = 1$ и $2Q_z = 2$ и к изменению частоты Q_z . Однако гармонический анализ поля возмущения и поля возбудителя и регенератора и оценка упомянутых эффектов на основе результатов [7] выявили слабое влияние искажений поля, связанных с каналом, на процесс раскачки.

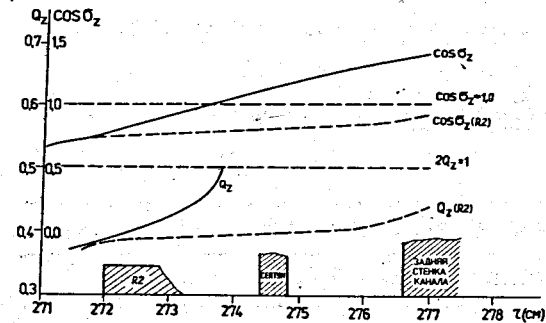


Рис.9. Изменение частоты Q_z за счет второго регенератора

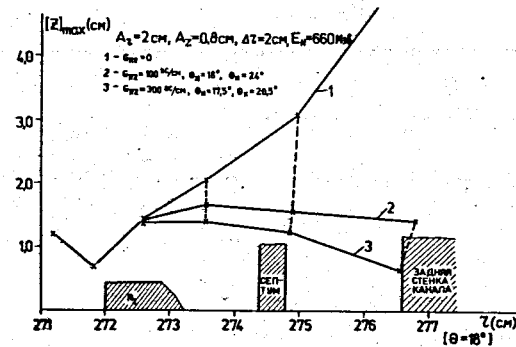


Рис.10. Влияние второго регенератора на максимальное отклонение частицы по z - движению.

Таблица II а

Параметры системы раскачки

| | Возбудитель | Регенератор | E_H (мэв) |
|----------------------------|------------------------|-------------|---------------|
| θ_{cp}° | 14,213 | 73,213 | |
| $\Delta \theta^{\circ}$ | 5,7 | 5,7 | |
| γ_H (см) | 264,5 | 266,9 | 660 |
| γ_K (см) | 263,83 | 266,87 | |
| γ_H (см) | 266,97 | 269,0 | 670 |
| γ_K (см) | 266,3 | 269,0 | |
| | $\theta_{нач}^{\circ}$ | d (см) | апертура (см) |
| канал | 20,8632 | 274,8-274,4 | 276,6-274,8 |
| $\Delta \bar{\gamma}$ (см) | 1,6 - 2,2 | | |

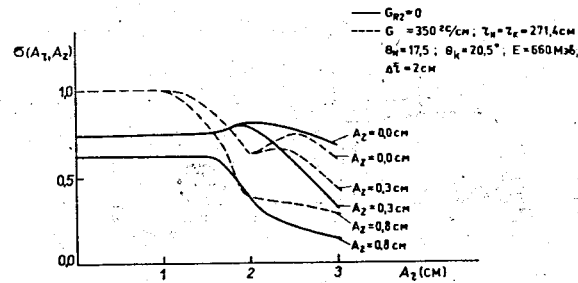


Рис. II. Дифференциальные эффективности вывода при наличии R 2.

Таблица IIб.

Параметры системы раскачки P и R.

| E_H $\Delta \bar{\gamma}$ (см) | 660 мэв | | 665 мэв | | 670 мэв | |
|-------------------------------------|-------------------------------|------------------------------|-------------------------------|------------------------------|-------------------------------|------------------------------|
| | $-G_P (\frac{2c}{\text{см}})$ | $G_R (\frac{2c}{\text{см}})$ | $-G_P (\frac{2c}{\text{см}})$ | $G_R (\frac{2c}{\text{см}})$ | $-G_P (\frac{2c}{\text{см}})$ | $G_R (\frac{2c}{\text{см}})$ |
| 0,85 | 200 | 130 | | | | |
| 1,0 | 230 | 180 | | | | |
| 1,35 | 270 | 180 | | | | |
| 1,6 | | | 310 | 270 | 325 | 290 |
| 1,73 | | | | | 330 | 290 |
| 1,75 | 310 | 270 | | | | |
| 1,78 | | | | | 340 | 300 |
| 1,87 | | | 325 | 290 | | |
| 2,0 | 335 | 320 | | | 355 | 300 |
| 2,28 | 350 | 320 | | | | |

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Б.Ворожцов, В.П.Дмитриевский, Н.Л.Заплатин, Г.П.Лещенко, А.Ф.Чеснов. Труды III Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. II, стр. 99, "Наука, М., 1973.
2. В.П.Дмитриевский, Н.Л.Заплатин, Г.П.Лещенко, А.Ф.Чеснов. Р9-6880, Дубна, 1973.
3. Ю.Г.Аленицкий, С.Б.Ворожцов, Н.Л.Заплатин, Л.К.Лыткин. Труды II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. I, стр. 165, "Наука", М., 1972.
4. J.D. Joung. J. Inst. Maths. Applics (1971), 8, 69-79.
5. R.Cohen, E.Martin, K.Ziegler. IEEE Trans. on Nucl. Science. NS-16, N3, p 434., 1969.
6. В.В.Кольга. Авт. диссертации, ОИЯИ 2138, Дубна, 1965.
7. В.П.Дмитриевский, Т.М.Прилипко, В.С.Рыбалко. Р9-3434-I, Дубна, 1967.
8. H. Kim. IEEE Trans. on Nuclear Science NS-13, 58 (1966)
9. A.C. Paul. UCRL - 3142 (1968) .
10. S.Lindback. M-21, CERN, (1969) .

Рукопись поступила в издательский отдел
17 мая 1974 года.