При оценке деполяризации в системе вывода, состоящей [5] из регенератора, возбудителя и магнитного канала, была получена величина $D < 2\%$.

(№ 416/5568. Статья поступила 16/IX 1969 г., аннотация — 2/IV 1970 г. Полный текст 0,5 а. л., 7 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Глазов и др. «Атомная энергия» 27, 16 (1969).
2. M. Froissart, R. Stora. Nucl. Instrum. and Methods, 7, 297 (1960).
3. Ю. А. Плис, Л. М. Сороко. Препринт ОИЯИ Р-1449, Дубна, 1963.
4. Ю. А. Плис, Л. М. Сороко. Препринт ОИЯИ Р-1502. Дубна, 1964.
5. С. Б. Ворожцов и др. Препринт ОИЯИ 9-3628. Дубна, 1968.

# О повышении эффективности фазопеременной фокусировки в линейных ускорителях

В. В. КУШИН

УДК 621.384.6

В первоначальном варианте фазопеременной фокусировки (ФПФ) фазовая и радиальная устойчивости сгустков обеспечивались самим ускоряющим полем за счет периодического изменения вдоль ускорителя знака синхронной фазы: $\varphi_c = \pm\varphi_1$. Однако этот вариант ФПФ не нашел практического применения, так как допустимый размах фазовых колебаний (без потери радиальной устойчивости) оказался слишком мал.

Указанное препятствие можно устранить, если вдоль ускорителя периодически менять не только знак, но и абсолютную величину синхронной фазы так, чтобы ее усредненное по периоду значение $\varphi_0$ отличалось от нуля. В простейшем случае закон изменения синхронной фазы $\varphi_c$ и текущей $\varphi$ можно представить в виде

$$\varphi_c = \varphi_0 \pm \varphi_1, \qquad \varphi = \varphi_c + \Delta\varphi; \qquad (1)$$

причем на границах полупериодов $\varphi_c$ и $\varphi$ меняются скачкообразно, однако величина $\Delta\varphi$ и ее производные остаются непрерывными.

После подстановки выражений (1) для фазового и радиального движения частиц получаются два уравнения вида

$$\frac{d^2x}{dt^2} + [\pm\Lambda_{\Phi}^2 - A_{\Phi}]\,x = 0.$$

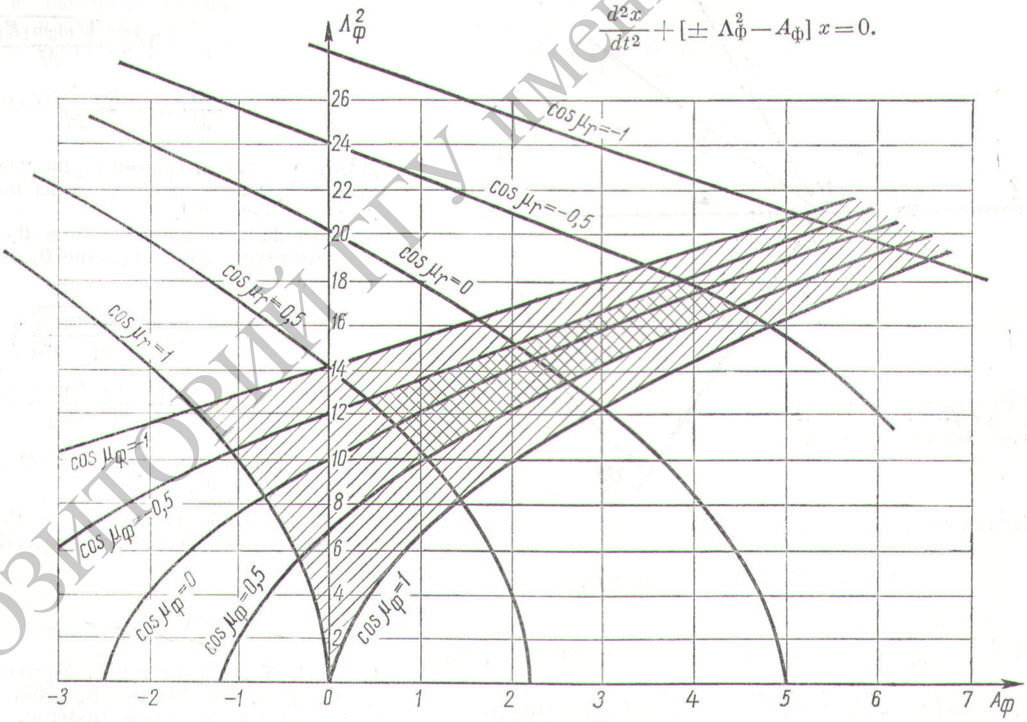


Диаграмма совместной устойчивости для ступенчатой модуляции синхронной фазы.

Каждое из них имеет устойчивые решения в некоторой области значений коэффициентов $A_{\Phi}$ и $\Lambda_{\Phi}^2$. Фазовая и радиальная устойчивости достигаются одновременно только в том случае, когда оба уравнения имеют устойчивые решения.

На рисунке заштрихована область коэффициентов $A_{\Phi}$, $\Lambda_{\Phi}^2$, соответствующих совместной устойчивости.

Наилучший захват в ускоритель соответствует дважды заштрихованной области: допустимый размах фазовых колебаний (без потери радиальной устойчивости) примерно в четыре раза больше, чем в ранее изученных вариантах ФПФ, и может достигать нескольких десятков градусов. Анализ показал, что ускоритель с усовершенствованной ФПФ имеет ряд преимуществ перед ускорителем с автофазировкой, так как не нуждается в специальных фокусирующих устройствах.

(№ 417/5657. Поступила в Редакцию 21/XI 1969 г. Полный текст 0,35 а. л., 3 рис., 4 библиографических ссылки.)

# Пространственное обобщение номограмм с ориентированным транспарантом и их применение в кинематике ядерных реакций

Г. Н. ПОТЕТЮНКО

УДК 539.172.1:083.57

В работе дается пространственное обобщение номограмм с ориентированным транспарантом [1]. Развитая теория применяется к кинематике ядерных реакций с выходом трех частиц в случае компланарного рассеяния, т. е. когда траектории налетающей частицы и продуктов реакции лежат в одной плоскости (см. рисунок).

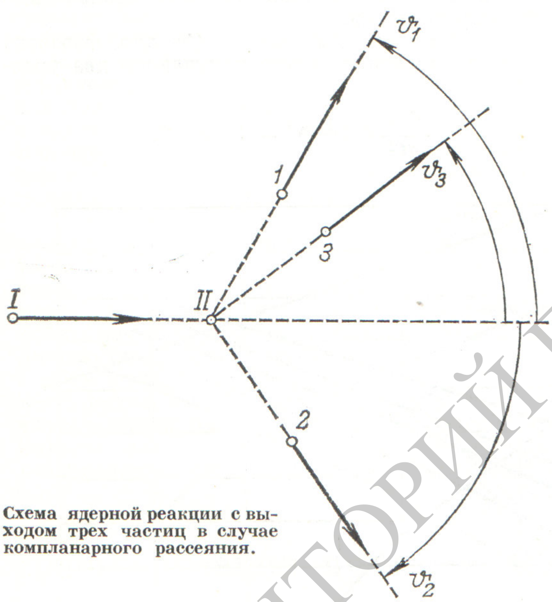


Схема ядерной реакции с выходом трех частиц в случае компланарного рассеяния.

Получено неравенство

$$\left[\frac{M}{m_{\mathrm{I}}}+\frac{m_1 m_3}{m_2 m_2}\sin(\vartheta_3-\vartheta_1)\right]E_3+$$
$$+2\sqrt{\frac{m_3}{m_{\mathrm{I}}}E_{\mathrm{I}}}\left[\frac{m_1}{m_2}\sin\vartheta_1\sin(\vartheta_3-\vartheta_1)-\cos\vartheta_3\right]\sqrt{E_3}+$$
$$+\left(1+\frac{m_1}{m_2}\sin^2\vartheta_1\right)E_{\mathrm{I}}\frac{m_1+m_2}{m_{\mathrm{I}}}(E_{\mathrm{I}}+Q)\leqslant 0,$$

определяющее границы непрерывного спектра частиц 3 в том случае, когда по схеме совпадений регистрируются одновременно две частицы: 1 и 3. Нижняя граница $E_3$ равна нулю, если

$$E_{\mathrm{I}}\leqslant\frac{(m_1+m_2)Q}{m_{\mathrm{I}}-(m_1+m_2)+\sin^2\vartheta_1 m_1 m_{\mathrm{I}}/m_2}, \qquad (1)$$

в противном случае она отлична от нуля.

Ранее [2] было получено другое условие, определяющее границы непрерывного спектра для случая, когда под определенным углом фиксируются только частицы 3. Соответствующее неравенство имеет вид

$$E_3-2\sqrt{E_3}\frac{\sqrt{m_3 m_{\mathrm{I}} E_{\mathrm{I}}}}{M}\cos\vartheta_3+$$
$$+\frac{m_{\mathrm{I}}}{M}E_{\mathrm{I}}-\frac{m_1+m_2}{M}(E_{\mathrm{I}}+Q)\leqslant 0. \qquad (2)$$

Для нахождения границ $E_3$ на основании этого неравенства могут быть использованы номограммы, приведенные в работе [3].

При фиксированных $E_3$ и $\vartheta_3$ одному значению $\vartheta_1$ соответствует одно значение $\vartheta_2$, если имеет место следующее неравенство:

$$\frac{m_2+m_3}{m_1+m_2}E_3-2\frac{\sqrt{m_{\mathrm{I}} m_3}}{m_1+m_2}\sqrt{E_1 E_3}\cos\vartheta_3+$$
$$+\frac{(m_{\mathrm{I}}-m_2)E_{\mathrm{I}}-m_2 Q}{m_1+m_2}<0.$$

В противном случае одному значению $\vartheta_1$ соответствуют два значения $\vartheta_2$.

(№ 418/5765. Поступила в Редакцию 9/II 1970 г. Полный текст 0,4 а. л., 3 рис., 5 библиографических ссылок.)

## ЛИТЕРАТУРА


1. Г. С. Хованский. Методы номографирования. М., Изд. ВЦ АН СССР, 1964.
2. G. Ohlsen. Nucl. Instrum. and Methods, 37, 240 (1965).
3. Г. Н. Потетюнко. Препринт ОИЯИ 4-4109. Дубна, 1968.