

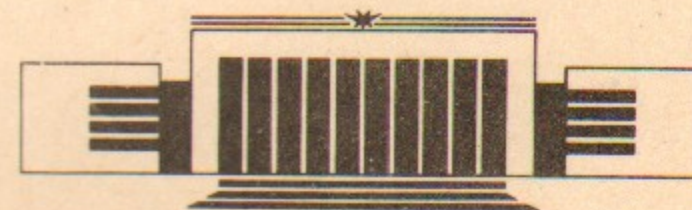


30
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Т.А. Всеволожская, Г.И. Сильвестров,
А.Н. Скринский

УСКОРЕНИЕ ПИОНОВ И МЮОНОВ
В КОМПЛЕКСЕ УСТАНОВОК
УНК — ВЛЭПП

ПРЕПРИНТ 91-36



НОВОСИБИРСК

Ускорение пионов и мюонов
в комплексе установок
УНК—ВЛЭПП

*Т.А. Всеволожская, Г.И. Сильвестров,
А.Н. Скринский*

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

Совмещение в одном физическом центре протонного накопителя УНК с энергией 3 ТэВ [1] и линейного ускорителя ВЛЭПП с темпом ускорения порядка 100 МэВ/м [2] позволяет рассматривать возможность эффективного получения ускоренных пучков пионов и мюонов с энергией до 2 ТэВ — суммарной энергии линаков ВЛЭПП. Высокий темп ускорения в линаках является, при этом, принципиально важным фактором, обеспечивающим сохранение значительной части пионов от распада в процессе ускорения.

Для согласования временной структуры протонного пучка со структурой ВЛЭПП вывод из УНК должен осуществляться по одному из 10^4 накопленных сгустков с частотой повторения 100 Гц, равной частоте работы ВЛЭПП, с помощью специальной системы побанчевого вывода [3]. Выведенный сгусток имеет длину 10—30 см. Для создания в нем продольной группировки частиц, соответствующей длине волны линака 2 см, пучок пропускается через так называемый банчер, состоящий из стандартной секции линака на энергию ~ 30 ГэВ и поворотного тракта со специально организованной дисперсионной функцией. Создаваемая секцией линака корреляция энергии — в пределах 1% — и продольной координаты протонов приводит к группировке их в тракте в короткие суперсгустки на расстояниях 2 см друг от друга. Сгруппированный таким образом пучок направляется на мишень для генерации пионов.

Спектр рождения пионов протоном высокой энергии в центральной части соударения описывается, в согласии с гидродинамической моделью Ландау [4, 5, 6с], гауссовским распределением

быстрот частиц y относительно быстроты y_0 системы центра инерции (СЦИ) с шириной, определяемой логарифмом Лоренц-фактора СЦИ, $L = \ln \gamma$:

$$dN_{\pi}/dy \cong \frac{\langle n_{\pi}^{\pm} \rangle}{\sqrt{2\pi L}} \cdot e^{-(y-y_0)^2/2L} \quad (1)$$

Значение dy практически равно относительному энергетическому интервалу, $\langle n_{\pi}^{\pm} \rangle$ — средняя множественность пионов на соударение.

Распределение поперечных импульсов пионов определяется статистическим распределением их энергий E^* в элементе гидродинамически движущегося вещества после соударения $\omega(E^*) d^3 p^* \propto \frac{d^3 p^*}{e^{E^*/T-1}}$ с температурой T порядка массы покоя пиона [5, 6с, 6d]. Полное выражение для распределения импульсов имеет вид:

$$E \frac{d^3 N_{\pi}}{dp^3} = \text{const} \int E^* \omega(E^*) e^{-(y-y_0)^2/2L} dy \quad (2)$$

с константой, обеспечивающей нормировку на экспериментальное значение средней множественности. Получаемое из (2) распределение быстрот пионов совпадает с (1) при $L \gg 1$ и $y < L$, распределение поперечных импульсов:

$$\rho(p_{\perp}) d^2 p_{\perp} \cong \text{const} \cdot m_{\perp} \sum_{k=1}^{\infty} K_1 \left(\frac{km_{\perp}}{T} \right) d^2 p_{\perp}, \quad (3)$$

где K_1 — цилиндрическая функция Макдональда, $m_{\perp} = \sqrt{m_{\pi}^2 + p_{\perp}^2}$, достаточно хорошо согласуется с экспериментально наблюдаемым распределением вида $\rho(p_{\perp}) \propto e^{-bp_{\perp}}$ с $b \sim 6$ ГэВ (значения масс и импульсов измеряются в единицах энергии).

Налетающий протон в ядре взаимодействует не с отдельным нуклоном, а с так называемой ядерной трубкой с массой $\propto A^{1/3}$, благодаря чему спектр пионов в pA соударении сдвинут относительно спектра в pp в сторону низких энергий на $\Delta y = -1/6 \ln A$ [6]. Для мишени из меди $\Delta y = -0.69$. Максимум dN_{π}/dy в соударении $p\text{Cu}$ при энергии протонов $E_p = 3$ ТэВ находится при импульсе $p \simeq 2.8$ ГэВ/с.

Учет зависящей от энергии вероятности распада пионов за время ускорения эффективно сдвигает максимум спектра в сторону

высоких энергий. Число пионов с начальной энергией E и продольным импульсом p_{\parallel} уменьшается при ускорении до энергии $E_{\text{кон}}$ в отношении $\left(\frac{E+p_{\parallel}}{2E_{\text{кон}}} \right)^{\mu} = \left(\frac{m_{\perp}}{2E_{\text{кон}}} e^y \right)^{\mu}$, где $\mu = \frac{m_{\pi}}{c\tau_0 dE/dx}$, dE/dx — темп ускорения, τ_0 — время жизни пиона в покое. Внося этот множитель в (1), эффективный спектр получаем в виде:

$$(dN_{\pi}/dy)_{\text{эфф}} \cong \frac{\langle n_{\pi}^{\pm} \rangle}{\sqrt{2\pi L}} \left(m_{\pi} \frac{\gamma^{1+\mu/2}}{E_{\text{кон}}} \right)^{\mu} e^{-\frac{|y-(y_0+\mu L)|^2}{2L}} \quad (4)$$

Сдвиг максимума спектра (4) относительно (1) составляет $\Delta y_0 = \mu L$, т. е. до $p = 5.4$ ГэВ/с для $p\text{Cu}$ соударения с энергией протонов 3 ТэВ при темпе ускорения 100 МэВ/м, т. е. $\mu = 0.18$. Полное число пионов при ускорении на 2 ТэВ уменьшается за счет распадов в отношении ~ 0.5 .

Поперечный эмиттанс пучка пионов определяется по порядку величины как $\varepsilon \sim \lambda \frac{\langle p_{\perp}^2 \rangle}{p^2}$ в зависимости от длины ядерного поглощения, от импульса частиц и от среднего квадрата его поперечной составляющей, равного ~ 0.15 (ГэВ/с)² для распределения (3) с $T = m_{\pi}$. Для $p = 5.4$ ГэВ/с эмиттанс составляет ~ 0.4 мм·рад, что на несколько порядков больше возможного значения акцептанса линака. Это означает, что реально захватываемые значения импульса пионов находятся далеко за максимумом спектра рождения, что, однако, не приводит к большой потере в эффективности захвата, поскольку выход пионов в единицу относительного энергетического интервала (1) слабо спадает от максимума в сторону больших импульсов. Этим, в частности, объясняется слабая зависимость выхода пионов от величины акцептанса (рис. 1).

Энергетический интервал захвата в линак определяется шириной области устойчивости поперечного движения частиц. Магнитная структура линаков составлена из элементов типа FODO с длинными промежутками, занятыми ускоряющими модулями, и сравнительно короткими и сильными квадрупольями. При инжекции длина промежутков d равна l — длине одного модуля. Градиент магнитного поля в квадрупольях, определяемый индукцией на поверхности полюсов 1.5 Т и полуапертурой $a = 3$ мм, составляет 5 Мэ/м. На рис. 2 представлена бета-функция структуры в максимуме в зависимости от жесткости квадрупольей в единицах kld , где l — длина квадруполья, $k = (e \text{ grad } H)/pc$. Кривые для отношения β/d для различных l/d практически совпадают, что означает про-

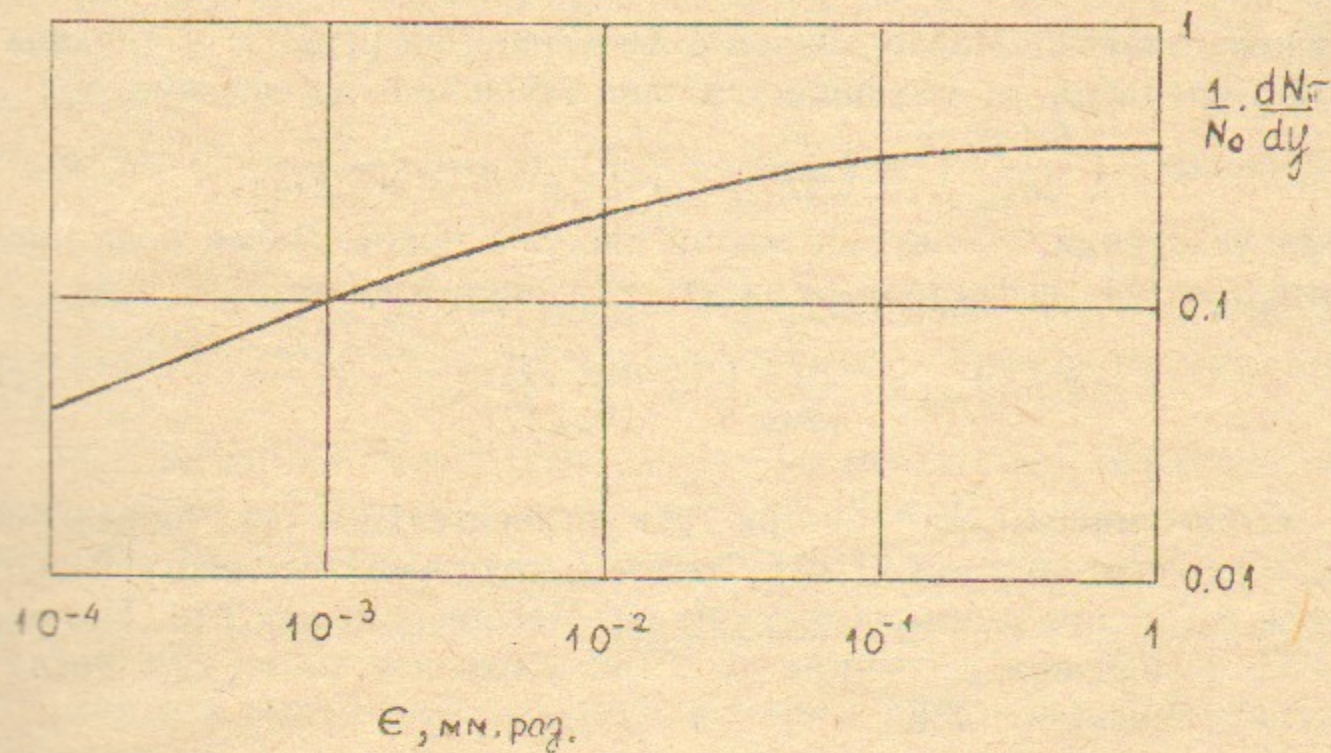


Рис. 1. Выход пионов на один первичный протон с энергией 3 ТэВ в единичный относительный энергетический интервал в зависимости от акцептанса с учетом вероятности распада при ускорении до 2 ТэВ с темпом $dE/dx = 100$ МэВ/м.

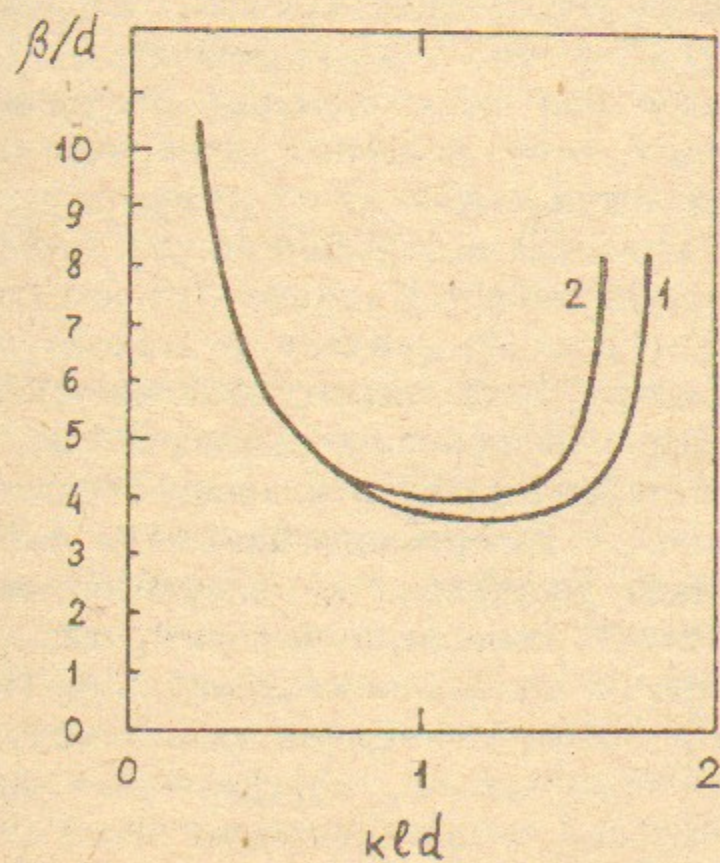


Рис. 2. Область устойчивости поперечного движения в линке для l/d , равных 0.1 (1) и 0.2 (2).

порциональное длине линз расширение энергетического интервала захвата одновременно со смещением его в сторону больших энергий. Минимальная из захватываемых энергий определяется значениями l и d , выраженными в метрах, как $E_{\min} \cong 100ld$ ГэВ. При ускорении с постоянными значениями l и d частицы перемещаются по кривым влево, так что бета-функция увеличивается примерно пропорционально энергии и размер пучка остается неизменным несмотря на уменьшение эмиттанса. Если же ускорение производится с сохранением набега фазы на элементе периодичности, т. е. с увеличением l и d пропорционально $E^{1/2}$, бета-функция увеличивается в таком же отношении и размер пучка уменьшается пропорционально $E^{-1/4}$. Это позволяет сделать апертуру линка уменьшающейся по его длине. Максимальная степень уменьшения определяется соотношением $a \propto E^{-1/3}$.

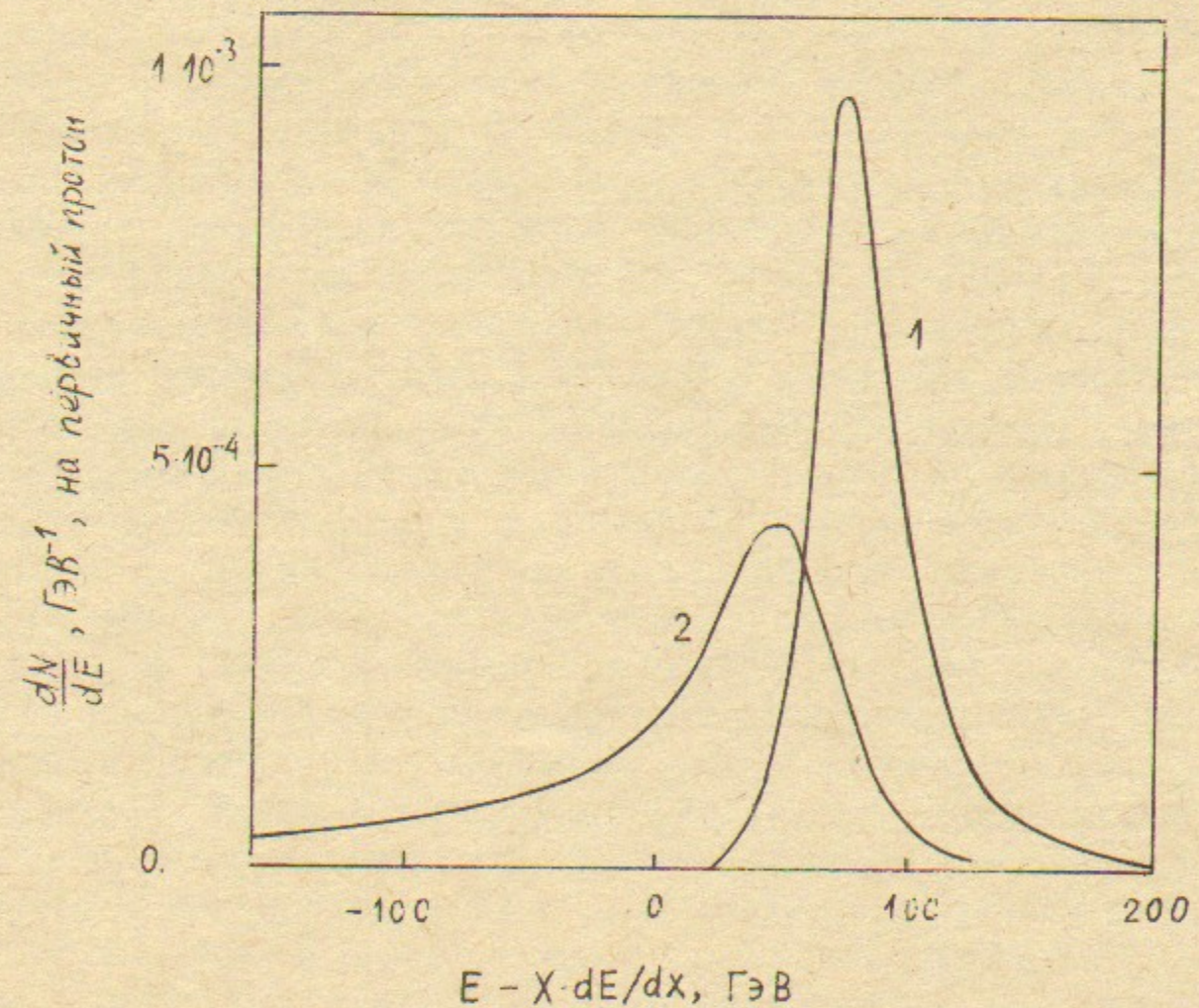


Рис. 3. Спектры пионов (1) и мюонов (2), после ускорения на 2 ТэВ при длине квадруполей 25 см, полуапертуре 3 мм, градиенте поля 5 МэВ/мм и промежутке $d = 1$ м. Ускоряющее поле в промежутке — 100 МВ/м.

Для согласования эмиттанса пучка после мишени ($\beta_0 \sim \lambda/2$) с акцептансом линка используется литиевая линза с фокусным рас-

стоянием порядка ~ 0.5 м. При этом, разумеется, литиевая линза, являющаяся тонкой линзой, не может обеспечить идеальное согласование в широком энергетическом интервале захвата в линак, однако, протяженность мишени при коротком фокусном расстоянии линзы и отсутствие определенной границы у углового распределения пионов в значительной степени компенсируют влияние хроматической аберрации линзы.

На рис. 3 представлены спектры пионов и мюонов на выходе линаков при длине квадруполей 0.25 м и равновесной энергии собирания 80 ГэВ. Эмиттанс захваченного пучка составляет $\sim 1.5 \cdot 10^{-3}$ мм·рад, относительный энергетический интервал захвата ~ 0.5 . Полное число ускоренных пионов N_π равно $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ на один первичный протон, что при $\sim 3 \cdot 10^{14}$ протонов в УНК составит $\sim 1 \cdot 10^{11}$ пионов в секунду в относительном энергетическом интервале $\sim 2\%$ и поперечном эмиттансе $\sim 6 \cdot 10^{-5}$ мм·рад. Эффективность захвата мюонов в режим ускорения близка к единице. Плотность их спектра в максимуме достигает почти половины плотности спектра пионов.

Зависимость числа ускоренных пионов от равновесной энергии собирания показана на рис. 4. для различных длин квадруполей. Рост максимального N_π с длиной квадруполя наблюдается в достаточно широком диапазоне изменения l . Для того, чтобы использовать это обстоятельство без существенной потери в среднем темпе ускорения, нужно сделать отношение l/d структуры переменным вдоль линака — сравнительно большим в начале и уменьшаемым по мере ускорения пучка за счет удлинения промежутков между квадруполями. Так как промежутки предназначены для размещения ускоряющих модулей, значения d меняются скачками по 1 м. Для того, чтобы перезахватить пучок из одной структуры в другую, его нужно ускорить настолько, чтобы минимальная энергия частиц стала выше нижней границы энергий в новой структуре. Некоторая несогласованность амплитудных функций при этом компенсируется уменьшением эмиттанса пучка при ускорении и, таким образом, перезахват происходит практически без потерь. Так если длину квадруполя взять равной 0.5 м при промежутке, равном 1 м в начале ускорения и вдвое большем после набора первых 100 ГэВ, поток ускоренных пионов составит $\sim 7.5 \cdot 10^{-2}$ на первичный протон, то есть в полтора раза больше, чем при $l/d = 0.25$ на всей длине ускорения. Увеличение последней при этом составит около 200 м, т.е. не более процента от суммарной длины линаков. Дальнейшее наращивание d с сохранением l еще более приблизит

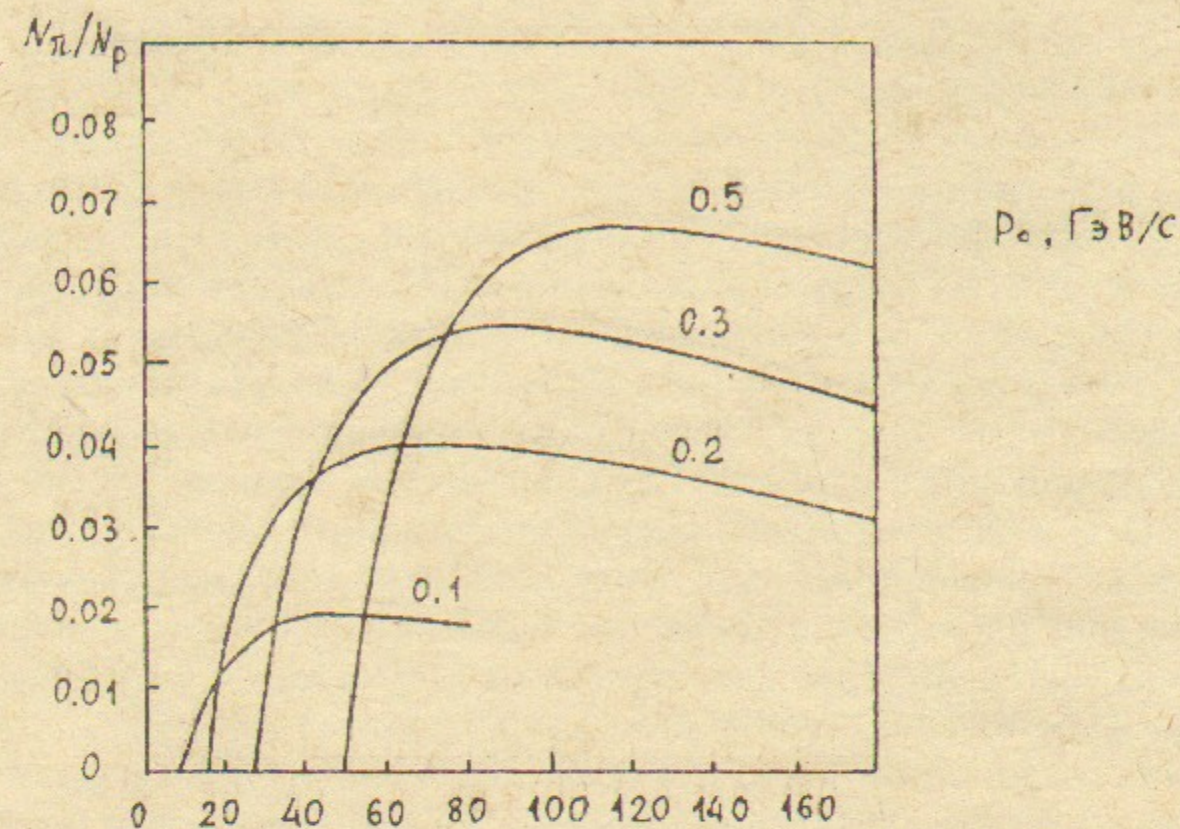


Рис. 4. Выход ускоренных пионов в зависимости от равновесной энергии собирания с мишени при различных значениях длины квадруполя (указаны на кривых в метрах); $d = 1$ м, $\text{grad } H = 5$ Мэ/мм.

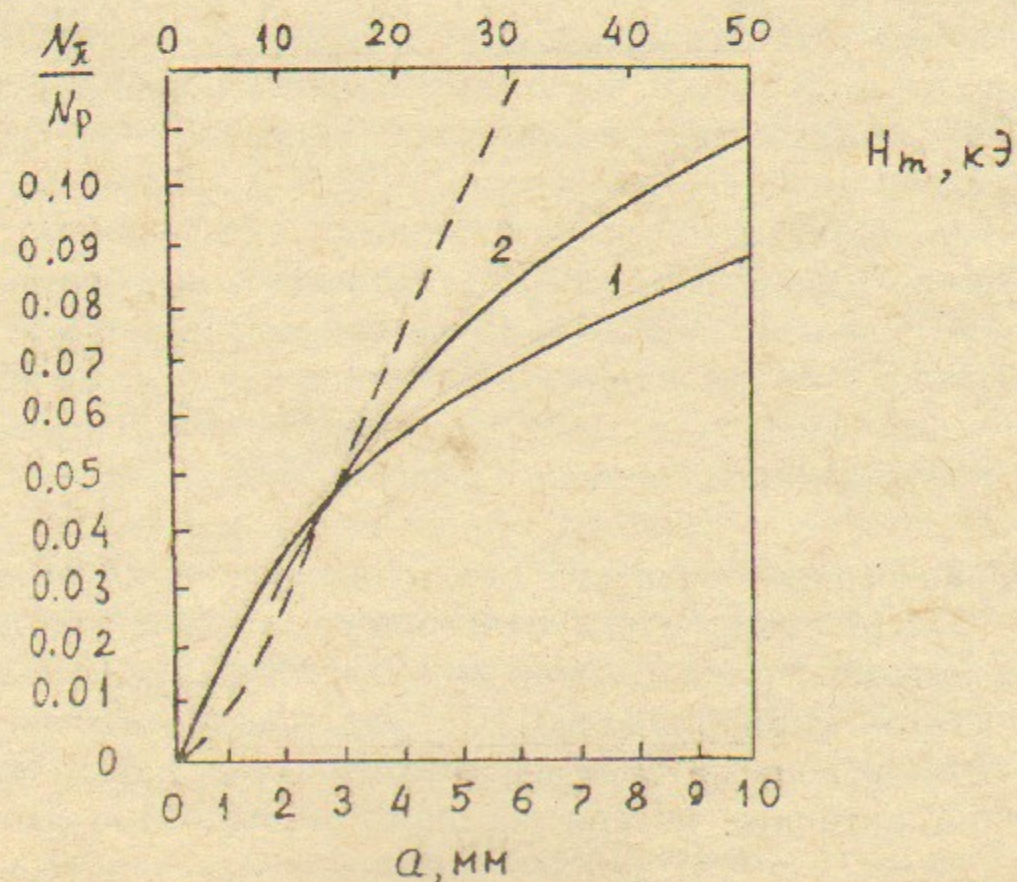


Рис. 5. То же в зависимости: (1) — от a при $H_m = 15$ кЭ; (2) — от H_m при $a = 3$ мм; пунктир — от a при $\text{grad } H = 5$ Мэ/мм; $l = 25$ см.

длину ускорителя к ее минимальному пределу — сумме длин ускоряющих модулей.

Зависимость N_π от полуапертуры квадруполь a при сохранении максимального поля в апертуре ($H_m = 15$ кЭ) и от максимального поля при постоянной апертуре ($a = 3$ мм) представлена на рис. 5. Там же показана зависимость N_π от a при сохранении градиента поля, т. е. с увеличением H_m пропорционально a . Очевидно, что при $a = 3$ мм и $H_m = 15$ кЭ, несмотря на достаточно большой коэффициент выхода ускоренных пионов, используется лишь небольшая часть из числа рождающихся в мишени.

Для того, чтобы избежать существенного увеличения разброса энергий пионов при ускорении, длина их сгустков, равная длине сгустков в протонном пучке на мишени, должна быть достаточно малой. Степень банчировки протонов в банчере характеризуется (см. Приложение) собиранием ~ 0.7 от полного числа частиц в сгустки длиной по $0.3\lambda_0$ или 0.55 частиц в сгустки по $0.1\lambda_0$. Длина $0.1\lambda_0$ является адекватной угловому и энергетическому интервалам захвата — при однородном распределении пионов в их пределах и длине сгустка 2 мм среднеквадратичный разброс энергий на выходе линака составит $\sim \pm 20$ ГэВ при незначительном удлинении сгустка.

Проблемы технического осуществления системы генерации пионов связаны с большим энерговыделением в мишени и высокими тепловыми нагрузками в литиевой линзе. Пропускание через мишень всего накопленного в кольце УНК пучка за время порядка 100 секунд приведет к мощности энерговыделения порядка мегаватта. Единственной возможностью отвести такую мощность из ограниченного объема мишени является использование мишени из жидкого металла — расплавленного свинца или меди, протекающего с большой скоростью в виде свободной струи из длинного узкого сопла через область энерговыделения и через теплообменник [7].

Тепловой режим литиевой линзы определяется как энерговыделением от первичного и вторичного пучков, так и активными потерями от питающего тока. Фокусное расстояние ~ 0.5 м для энергии 80 ГэВ и угла собирания $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ рад обеспечивается при длине линзы 15 см и поле на ее поверхности ~ 100 кЭ. При частоте циклов 100 Гц активные потери составят порядка 100 кВт в рабочем объеме линзы 12 см². Отвод тепла будет осуществляться прокачкой жидкого лития через рабочий объем линзы [7], что обеспечит одновременно интенсивный теплоотвод от конструктивных элемен-

тов линзы, нагреваемых пучком.

Одним из необходимых условий осуществления ускорения пионов в линаках ВЛЭПП является защита их от попадания первичного пучка, что привело бы к недопустимо высоким радиационным нагрузкам в ускоряющих структурах. Сепарация первичного и вторичного пучков может быть достигнута путем ахроматического поворота пучка после литиевой линзы на малый угол двумя магнитами, разнесенными на расстояние ~ 100 м, с квадрупольным дублетом посередине, создающим между центрами магнитов половину волны свободных колебаний частиц. При угле поворота каждого магнита $5 \cdot 10^{-3}$, что на порядок больше углового разброса в пучке после линзы, полуапертура дублета для пропускания частиц в относительном энергетическом интервале ~ 0.5 должна быть ~ 6 см. При среднем импульсе пучка 100 ГэВ/с и градиенте поля в дублете 2 кЭ/см, его секции должны быть длиной по 2 м.

Использование для генерации пионов протонов с более низкой энергией, например 400 ГэВ — энергией теплого кольца УНК, характеризуется, разумеется, меньшей эффективностью генерации, но с некоторой точки зрения представляется даже более адекватным задачей ускорения пионов в линаках ВЛЭПП — ниже оптимальная энергия собирания частиц с мишени, меньше оптимальное отношение l/d , существенно упрощаются манипуляции с первичным пучком. Поток ускоренных пионов N_π для $E_p = 400$ ГэВ составляет $\sim 8 \cdot 10^{-3}$ на первичный протон. Энергия собирания пионов с мишени ~ 50 ГэВ.

Эффективным направлением оптимизации линаков ВЛЭПП для повышения выхода ускоренных пионов является увеличение апертуры с сохранением жесткости фокусировки. Переход от полуапертуры $a = 3$ мм к $a = 10$ мм с сохранением градиента поля в квадрупольях равным 5 кЭ/мм повышает выход ускоренных пионов при $l/d = 0.25$ до $N_\pi = 2.4 \cdot 10^{-1}$ на один первичный протон, т. е. в пять раз. Это, разумеется, сопряжено с большими техническими сложностями, вызванными повышением энергоемкости ускоряющих модулей и увеличением максимального поля в квадрупольях значительно выше предела насыщения железа, тем более, что медленное уменьшение эмиттанса пучка при ускорении от высокой начальной энергии не позволит ограничиться увеличением апертуры лишь на малой части длины линаков.

В заключение остановимся вкратце на некоторых из возможных применений пучков пионов и мюонов с полученными параметрами. Для пионов это прежде всего эксперименты с дальними ней-

трино, в которых высокая интенсивность и энергия пионного пучка при малом фазовом объеме обеспечат плотность потока нейтрино и точность их регистрации, недостижимые при других источниках. Можно рассматривать и возможность пион-пионной встречи, хотя светимость, достижимая без увеличения апертуры ускоряющих модулей ВЛЭПП, невелика. С компрессией протонного сгустка в УНК и внешнем банчере до размера 2 мм она составит несколько единиц на $10^{25} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Для мюонов светимость прямой встречи еще в несколько раз меньше, но сравнительно большое время жизни ускоренных мюонов, равное $\sim 2 \cdot 10^3$ периодам обращения в магнитной дорожке со средним полем $\sim 7 \text{ Т}$, создает принципиальную возможность для многократной встречи сгустков.

Авторы признательны В.В. Пархомчуку за полезные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Рассмотрим эффективность банчировки протонов из непрерывного или квазинепрерывного пучка в короткие сгустки на расстояниях λ_0 друг от друга с помощью так называемого банчера — системы, состоящей из секции линака на энергию ΔE_0 с длиной волны λ_0 и поворотного тракта со специально организованной дисперсионной функцией.

Энергия протонов после ускорения в секции линака скоррелирована с их продольной координатой S как $E - E_0 = \Delta E_0 \sin(2\pi S/\lambda_0)$. В поворотном тракте в зависимости от относительного приращения энергии $\varepsilon = \Delta E/E_0$ возникает дисперсия продольной координаты $\Delta S(\varepsilon)$, так что результирующее значение ее связано с начальным S_0 соотношением $S = S_0 + \Delta S\left(\frac{\Delta E_0}{E_0} \sin \frac{2\pi S_0}{\lambda_0}\right)$. Для

линейной функции ΔS , $\Delta S(\varepsilon) = -\chi_1 \varepsilon$, это соотношение имеет вид: $S = S_0 - \chi_1 \varepsilon_0 \sin(2\pi S_0/\lambda_0)$, где $\varepsilon_0 = \Delta E_0/E_0$. Оптимальное значение χ_1 , отвечающее минимуму среднеквадратичного разброса координаты в сгустке, равно $\chi_1 = \lambda_0/\lambda \varepsilon_0$, значение $\langle S^2 \rangle_{\min}$ при этом составляет $\langle S^2 \rangle_{\min} = \frac{\lambda_0^2}{2} \left(\frac{1}{6} - \frac{1}{\pi^2} \right)$, т.е. $(0.18\lambda_0)^2$. В пределах этого размера лежит более 70% частиц с длины λ_0 начального пучка. Если оптимизацию χ_1 провести только для части протонов, хотя и значительной, ширина их распределения окажется существенно меньшей (рис. 6). Так, для 2/3 частиц минимальная среднеквад-

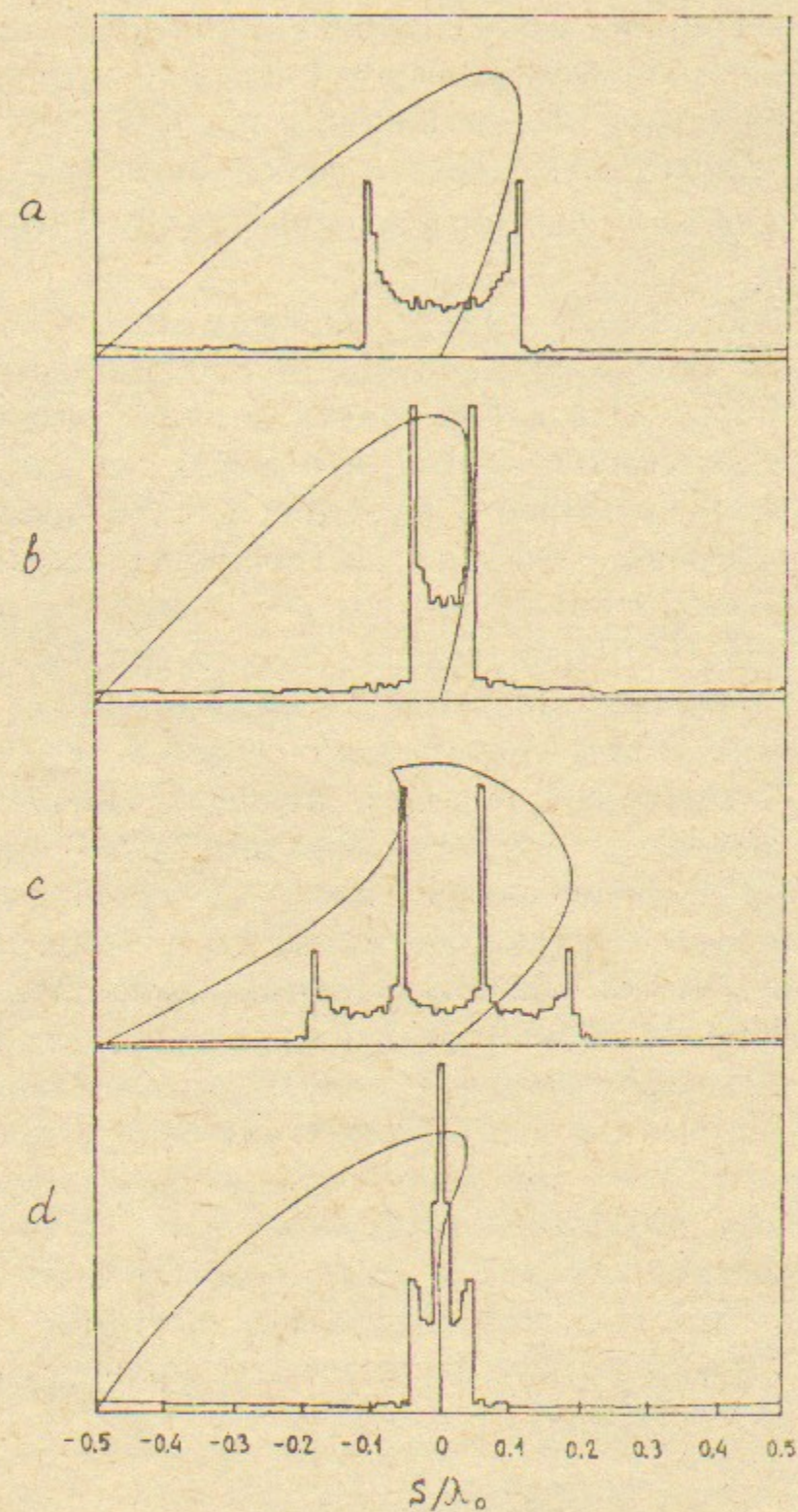


Рис. 6. Распределение плотности протонов по длине (в пределах λ_0) и полупрофиль пучка на фазовой плоскости продольного движения после банчера при бесконечно малом начальном разбросе энергий: a — χ_1 оптимальное для всех частиц, $\chi_1 = 0$; b — то же для 2/3 частиц; c — χ_1 и χ_3 оптимальные для всех частиц; d — для 2/3 из них.

ратичная координата равна $0.045\lambda_0$, что охватывает около половины от полного числа частиц на длине λ_0 .

Добавление к функции $\Delta S(\epsilon)$ кубической составляющей $\kappa_3\epsilon^3$ при оптимально выбранных коэффициентах κ_1 и κ_3 дает некоторое уменьшение среднеквадратичной ширины распределения частиц в сгустке, однако, эффект оказывается небольшим (рис. 6) — минимальное $\sqrt{\langle S^2 \rangle}$ для всех частиц уменьшается до $0.16\lambda_0$, для двух третей — до $0.038\lambda_0$.

Параметры поворотного тракта банчера можно оценить на примере магнита с заданным радиусом R и бетатронной частотой в плоскости поворота ν . На длине тракта должно уложиться целое число длин волны колебания частиц, что обеспечит зануление прироста поперечной дисперсионной функции ψ и ее производной ψ' на выходе. Коэффициент линейной дисперсии продольной координаты находится интегрированием ψ по углу поворота $\kappa_1 = \int \psi d\varphi$ и составляет $\kappa_1 = 2\pi Rj/\nu^3$. Произведение $\kappa_1\epsilon_0$ задано минимизацией длины конечного сгустка. Значение ϵ_0 должно быть достаточно малым для экономии длины ускоряющей секции и апертуры магнитов, но много большим собственного разброса энергий в пучке. Это определяет выбор $\epsilon_0 \sim 1\%$, что означает $\kappa_1 \cong 0.6$ м, и, таким образом, радиальная бетатронная частота в тракте оказывается полностью определенной радиусом поворота и числом периодов колебаний j . Для $j=1$ и поля в магнитах ~ 70 кЭ при энергии протонов 3 ТэВ получаем $\nu \cong 25$. Длина тракта составляет ~ 400 м, угол поворота — 14° , максимальная полуапертура магнитов — 5 см. Увеличение j с сохранением κ_1 позволяет уменьшить апертуру магнитов в отношении $j^{2/3}$, но при этом в том же отношении увеличивается длина тракта. Значение ν возрастает как $j^{1/3}$.

Реальная магнитная структура тракта может быть составлена из периодически повторяющихся поворотных магнитов и квадруполей. Поперечная дисперсионная функция и ее производная после n элементов периодичности находятся как

$$(\Psi) = \left(\frac{\sin n\mu/2}{\sin \mu/2} \right) \cdot (M)^{\frac{n-1}{2}} (\Delta\Psi_1),$$

где (M) — матрица элемента периодичности, $(\Delta\Psi_1) = \begin{pmatrix} \Delta\Psi_1 \\ \Delta\Psi_1' \end{pmatrix}$ — приращение ψ и ψ' на нем, μ — набег фазы колебаний частиц. Число элементов периодичности в тракте N определяется условием

$\mu N = 2j\pi$. Линейный коэффициент продольной дисперсии на выходе тракта равен:

$$\kappa_1 = kN \int_0^{\varphi_0} b_{13} d\varphi + \frac{1}{2(1 - \cos \mu)} (1 \ 0) \int_0^{\varphi_0} (B) d\varphi \cdot \sum_{i=1}^k (m_i) (NI - M^{-1})(\Delta\Psi_1),$$

где k — число магнитов — с принятыми одинаковыми углами φ_0 и радиусами поворота R — в элементе периодичности, (m_i) — матрица его участка от начала до i — того магнита. Матрица прироста ψ — функции на элементе периодичности имеет вид:

$$(\Delta\Psi_1) = (M) \sum_{i=1}^k (m_i)^{-1} (B)^{-1} \begin{pmatrix} b_{13} \\ b_{23} \end{pmatrix}.$$

Максимум поперечной дисперсионной функции равен:

$$\psi_{\max} = \Delta\Psi_1 + \frac{1}{\gamma} \left(\alpha + \text{ctg} \frac{\mu}{2} \right) \Delta\Psi_1',$$

где α и γ — элементы матрицы Твисса для элемента периодичности.

Добавление кубической составляющей к дисперсии продольной координаты может быть достигнуто с помощью двух одинаковых октуполей, расположенных на расстоянии в $n = \pi/\mu$ элементов периодичности друг от друга в той части тракта, где поперечная дисперсия велика, либо (при $j > 1$) двух октуполей противоположной полярности на расстоянии $n = 2(j-1)\pi/\mu$ вблизи максимумов ψ — функции.

В качестве примера приведем тракт из элементов периодичности со структурой FBDDBF, где B обозначает поворотный магнит, F — и D — квадруполи, фокусирующий и дефокусирующий в радиальной плоскости магнитов. При радиусе поворота и длине магнитов 1500 и 15 м, длине квадруполей 1.5 м и градиенте в них ~ 10 кЭ/см, двенадцать таких элементов образуют тракт с набегом фазы 2π , коэффициентом продольной дисперсии $\kappa_1 = 64$ см, максимальным значением поперечной дисперсионной функции $\psi_{\max} = 6$ м. Длина тракта 432 м.

В структуре с длинами магнитов по 7.5 м, квадруполей по 1.1 м и градиентами в последних по ~ 20 кЭ/см значение ψ_{\max} равно 2.8 м, но необходимая продольная дисперсия набирается на 48 элементах периодичности, что составляет три периода колебаний частиц ($j=3$), и длина тракта увеличивается до 935 м.

При возможности побанчерного управления протонным пучком в

качестве поворотного тракта банчера может быть использовано кольцо УНК. Ускоряющая секция в этом случае располагается в байпасе линейного промежутка, и выведенный сгусток, пройдя через нее, снова впускается в кольцо с помощью системы, аналогичной выпускной. В местах впуска и выпуска желательно иметь нули дисперсионной функции кольца и ее производной. Коэффициент продольной дисперсии в кольце составляет ~ 15 м на оборот. Это в 25 раз больше, чем в рассмотренных выше трактах и требует пропорционально меньшей энергии ускоряющей секции, т.е. $\Delta E_0 \cong 1.2$ ГэВ вместо 30 ГэВ. При собственном разбросе энергий в протонном пучке в несколько единиц на 10^{-5} и банчировке в размер $\Delta l \sim 0.1\lambda_0$ это еще не противоречит условию малости разброса, имеющему вид: $\Delta E_{\text{own}}/\Delta E_0 \sim \Delta l/\lambda_0$.

Если длина волны ускоряющей секции может быть сделана больше или порядка длины сгустка в УНК, описанная схема обеспечивает компрессию протонного сгустка. Для равных друг другу длин волны и сгустка эффективность компрессии соответствует полученной для банчировки непрерывного пучка, при больших λ_0 она существенно выше. Так, при $\lambda_0 = 30$ см и среднеквадратичной длине сгустка 10 см можно достичь собирания $\sim 80\%$ частиц в продольном размере 2 см. При этом компрессия может быть произведена за несколько оборотов сгустка в дорожке, что позволяет пропорционально уменьшить энергию ускоряющей секции от $\sim 10 \div 12$ ГэВ при однооборотной компрессии вплоть до минимума, ~ 1 ГэВ, определяемого энергетическим разбросом в пучке.

Пропускание сформированного таким образом протонного сгустка через описанную выше внешнюю систему банчировки приведет к его дальнейшему сжатию, характеризуемому собиранием в пределах длины 2 мм порядка 55% частиц из первоначального протонного сгустка при длине волны ускоряющей секции $\lambda_0 = 2$ см и порядка 70% при $\lambda_0 = 4$ см.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.I. Ageev et al. The IHEP Accelerating and Storage Complex. Status and Development. — EPAC. Rome, 1988, p.233.
2. A.N. Skrinsky. Linear Colliders. — Proc. of XII Int. Conf. on High Energy Acc., Batavia, 1983, p. 104.
3. Б.И. Гришанов, Г.И. Сильвестров и др. Быстрый побанчевый выпуск протонов из накопительного кольца УНК при энергии 3 ТэВ. — Доклад на XII Всесоюз. совещ. по ускорителям. Москва, 1990.
4. L.D. Landau. Izvestiya Akad. Nauk USSR, Phys. Section, v.17, 51 (1953).
5. S.Z. Belen'ky and L.D. Landau. Uspekhi Phys. Nauk, 52, 185 (1954).

6. a) I.L. Rosental and D.S. Chernavsky. Uspekhi Phys. Nauk, v.52, 185 (1954); б) G. Cocconi. Phys. Rev., v.93, 1107 (1954); в) E.V. Shuryak. Yadernaya Physika, v.24, 630 (1976); д) E.V. Shuryak, O.V. Zhiron. Simple Model of Collective Phenomena in High Energy Hadron-Nucleus Collisions. — Preprint INP 77-20, Novosibirsk, 1977.
7. Г.И. Сильвестров. Проблемы получения интенсивных пучков вторичных частиц. — Тр. XIII Международной конференции по ускорителям высоких энергий, Новосибирск, 1986, т.2, стр.258.

Т.А. Всеволожская, Г.И. Сильвестров, А.Н. Скринский

**Ускорение пионов и мюонов
в комплексе установок
УНК — ВЛЭПП**

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 10 апреля 1991 г.

Подписано в печать 10.04.91 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,5 печ.л., 1,2 уч.-изд.л.
Тираж 150 экз. Бесплатно. Заказ № 36.

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапункте Института ядерной физики
СО АН СССР,*

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.