Институт Теоретической и
Экспериментальной Физики

21 – 03

ITEP-21-03

Д.Г.Кошкарёв

РЕФЕРАТИВНАЯ
ИЮЛ 20 2004

СУПЕРВЗРЫВЧАТКА,
ПОЛУЧЕНИЕ И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ

Москва 2003

УДК 620.9.91 М-16

СУПЕРВЗРЫВЧАТКА, ПОЛУЧЕНИЕ И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ: Препринт ИТЭФ 21-03/

Д.Г.Кошкарёв М 2003-19с.

Рассмотрена возможность получения взрывчатого вещества с рекордными параметрами. Удельное энерговыделение в супервзрывчатке на пять порядков, а удельная мощность на семь порядков, превышают достижимые в обычных ВВ на основе химических соединений. Показано, что получение такого вещества возможно с помощью интенсивных пучков тяжелых ионов, производимых мощным ускорителем-накопителем нового типа. Приведена возможная схема построения такого ускорителя-накопителя. Обсуждается использование супервзрывчатки для осуществления инерциального термоядерного синтеза и для исследований в области физики вещества с высокой плотностью энергии.

SUPER-EXPLOSIVE, RECEPTION and USE.

KOSHKAREV D.G.

The possibility of getting an explosive with record parameters is considered. Specific energy output of this super-explosive exceeds on five orders, and specific power on seven orders, the same of usual chemical explosive. Shown that reception of such material is possible by means of intensive beams of heavy ions, produced by the new type of the powerful accelerator-storage ring. The possible scheme of such plant is given. The use of super-explosive for the inertial thermonuclear syntheses realization and for studies in the field of physics of matter with high density of energy is discussed.

Рис.- 4, список лит.- 15 наим.

© Институт теоретической и экспериментальной физики, 2003

Со времени появления первых публикаций по использованию мощных пучков тяжелых ионов для нагрева оболочек термоядерных мишеней [1] прошло почти 30 лет. И тогда, да и в дальнейшем, предполагалось, что мишень представляет собой полую сферу. Причины для такого выбора очевидны - сферическая мишень обеспечивает самое эффективное сжатие дейтерий тритиевого топлива. Тем не менее, в последнее время стали появляться работы [2,3], в которых обсуждаются возможности использования цилиндрических мишеней для тяжелоионного термоядерного синтеза. В этих работах показано, что в цилиндрических мишенях возможен заметный выигрыш в мощности ионных пучков, который компенсирует проигрыш в геометрии. Однако из-за увеличения потенциала ускорителя, обусловленного ростом энергии ионов, происходит недопустимый рост масштаба драйвера и, следовательно, стоимости всей установки. В данной работе рассматривается принципиально новый путь построения тяжелоионного драйвера, при котором в паре с цилиндрической мишенью происходит не увеличение масштаба драйвера, а существенное его сокращение, что позволяет заметно сократить стоимость всей термоядерной установки.

2.Некоторые общие соотношения

Удельная мощность облучения является параметром, определяющим температуру мишеней. Для её нахождения можно использовать соотношение:

$$P_s = UnIm^{-1} = UnId^{-1}S_t^{-1} \qquad (1).$$

В (1) через P_s обозначена величина удельной мощности (в ТВт/г), U-потенциал линейного ускорителя (в ГВ), I-ионный ток перед мишенью в одном пучке (в кА), n-число одновременно облучающих мишень пучков, d-пробег иона в веществе мишени (в г/см^2), S_t - размер облучаемой пучками поверхности мишени (в см^2). Ионный ток можно определить через простое соотношение [4]:

$$I \sim A(\beta\gamma)^3 S_b / Z_t \qquad (2).$$

В (2) β -обозначает скорость ионов в единицах скорости света, γ - релятивистский фактор иона (отношение полной энергии иона к энергии покоя), A - масса иона в единицах массы протона, Z_t - заряд иона при движении иона к мишени (в единицах заряда электрона), S_b -сечение пучка при взаимодействии с мишенью (в см^2).

Пробег иона в веществе поглотителя мишени можно определить из уравнения:

$$d = E/ k^* Z_o^{-2} \qquad (3).$$

В (3) через E обозначена кинетическая энергия иона равная UeZ_{ac} , где e - заряд электрона, eZ_{ac} - заряд иона при ускорении, eZ_o – заряд ядра налетающего иона, коэффициент $k^*(E)$ измеряемый в ГэВсм^{2}г$^{-1}$. Зависимость функции $k(E) = k^*(E)Z_o^{-2}$ от энергии иона для двух различных поглотителей из бериллия и из золота показана на рис.1. Комбинируя соотношения (1), (2) и (3) получаем выражение для P_s в виде:

$$P_s \sim AnkS_b Z_o^2(\beta\gamma)^3 /S_tZ_{ac}Z_t \qquad (4).$$

Далее сравним облучение двух различных мишеней изображённых на рис.1а и 1б - полую сферу, с внешним радиусом = 0,05 см, и сплошной цилиндр такого же радиуса. Потребуем, чтобы величины удельных мощностей в обоих случаях были бы равными, т.е.:

$$(P_s) \text{ для сферы} = (P_s) \text{ для цилиндра.} \qquad (5).$$

При сравнении учтём, что для сферы $S_t = 4\pi R^2$, $S_b = \pi R^2$, $\gamma \approx 1$, $n \approx 4$, $\beta^2 \approx 10^{-1}$ при массе иона ≈ 209, $Z_o = 83$ (Висмут) энергия иона ≈ 10 ГэВ и $k \approx 35$ ГэВсм^{2}г$^{-1}$(рис.1). Заряд иона при ускорении, компрессии и транспортировке пучков на мишень положим равным единице, т.е. $Z_{ac}=1$ и $Z_t=1$. . Соответственно, для цилиндра $A = 209$ ($Z_o = 83$, $Z_{ac} = Z_t = 82$, $k \approx 10$ ГэВсм^{2}г$^{-1}$(см. рис.1), $\beta \approx 1$, $\gamma >> 1$, $n = 2$, $S_t = \pi R^2$, $S_b = \pi R^2$. Подставляя полученные числа в (4) получим, что условие (5) выполняется при $\gamma \approx 6{,}8$. Следовательно, энергия иона висмута должна быть $\geq$ 1ТэВ при потенциале ускорителя $\geq$ 12ГВ.

Итак, мы видим, что использование тяжелых ионов релятивистских энергий и длинных цилиндрических мишеней обеспечивает достижение параметров нагрева вещества мишеней до уровня свойственного ИТИС, когда использовались тяжелые малозарядные ионы нерелятивистских энергий ($\gamma \approx 1$) [1,2,3]. Причём потенциал линейного ускорителя в этом случае ($\approx$12 ГВ) практически мало отличается от потенциала ($\approx$10 ГВ) оптимального для сферической мишени, когда используются тяжелые ионы минимальной зарядности. Однако из-за роста заряда и, следовательно, увеличения отношения заряда иона к его массе, построение соответствующего линейного ускорителя и драйвера в целом оказывается значительно более простым делом. Для определения основных параметров предлагаемой установки рассмотрим возможные сценарии применения её для решения проблем инерциального термоядерного синтеза.

3.Использование драйвера для инерциального термоядерного синтеза

Как известно, существуют два вида термоядерных мишеней: мишени прямого действия, так называемые прямые мишени, и непрямые мишени, т.е. мишени конверторы, в которых происходит трансформация энергии ионного пучка в мягкое рентгеновское излучение. Эффективность преобразования

энергии ионов в энергию электромагнитного поля определяется удельной мощностью нагрева конвертора. Достаточно хороший коэффициент трансформации ≈ 30% получается при удельной мощности нагрева мишени $\approx 10^4$ ТВт/г, а при $\approx 3.10^4$ ТВт/г коэффициент трансформации достигает ≈ 60% [5]. Конечно, важна и величина заключенной в мягком рентгене энергии. Полагая удельную мощность нагрева мишени $\approx 10^4$ ТВт/г и, рассчитывая на коэффициент трансформации 30% при энергии нагрева конвертора 80 МДж, получим величину энергии в мягком рентгене ≈ 24 МДж.

При таких параметрах ионных пучков можно уверенно рассчитывать не только на зажигание термоядерной мишени, но и на горение с достаточно высоким энергетическим выходом.

В качестве примера мишени прямого действия используем результаты, полученные в [5] на основе одномерного расчёта многослойной цилиндрической термоядерной мишени, в которой усиление энергии достигло 25. В этом расчёте, на сжимающуюся оболочку мишени, воздействовали три последовательных импульса тока суммарной энергией во всех трёх пучках ~ 100 МДж при максимальной мощности облучения мишени 2550 ТВт.

Учитывая, что проведенные расчёты носят приближённый характер, а полученные параметры облучения мишени в дальнейшем могут заметно измениться, нет смысла в точности поддерживать предложенный закон облучения. Исходя из этих соображений, положим суммарную энергию во всех пучках 80МДж, эта энергия соответствует числу ядер висмута $4{,}8.10^{14}$, и длительности ионного тока на выходе из линейного ускорителя ≈ 0,08сек. Максимальную мощность облучения мишени положим равной 5200 ТВт, что соответствует ионному току в каждом пучке 217кА.

Пробег иона висмута с энергией 1000 ГэВ в мишени из плотного вещества равен 100 $гсм^{-2}$ (Рис.2) и при плотности вещества поглотителя ρ = 20 $г.см^{-3}$ длина мишени составит 5 см. При радиусе сплошной цилиндрической мишени 0,033см удельная

мощность облучения достигнет $1{,}5.10^4$ ТВт/г, а длительность облучения мишени составит 7,7 нс. Облучение мишени можно вести двумя равными по энергии и мощности пучками с двух сторон. Предполагается, что при облучении тонких цилиндрических оболочек, для обеспечения цилиндрической симметрии облучения, ионные пучки вращаются с требуемым радиусом относительно оси мишени и с достаточно высокой частотой вращения ~1 ГГц.

4.Тяжелоионный драйвер

Схема построения линейного ускорителя - основы тяжелоионного драйвера может выглядеть следующим образом.

Ионы Bi^{+2} от четырёх источников со средним током от каждого 20 мА ускоряются в четырёх форинжекторах с потенциалом 100 кВ и далее попадают в четыре параллельных секции линейных ускорителей типа RFQ (с потенциалом 200 МВ), где они ускоряются до энергии 400 МэВ, при которой ионы Bi^{+2} можно перезарядить до состояния Bi^{+30}. Из-за потери интенсивности при перезарядке ионов на твёрдой мишени примерно в 6 раз при одновременном увеличении заряда иона в 15 раз электрический ток возрастает в 2,5 раза и достигнет 50 мА в каждом канале. Затем токи от всех четырёх каналов складываются в пространстве поперечных степеней свободы, так что полный средний ток достигает 200 мА. При этой операции по-парного сложения ионных пучков инвариантный эмиттанс ионного пучка увеличивается примерно в 3 раза и достигает величины 1мм.милирад. Следующий этап увеличения энергии иона Bi^{+30} до 25 ГэВ, что соответствует β=0,5, происходит в двух секциях линейного ускорителя со стандартной структурой Альвареца и с суммарным потенциалом ≈ 420 МВ. При этом предполагается, что вторая перезарядка ионов от заряда +30 до заряда +82 осуществляется при энергии иона ≈ 6 ГэВ. Принимая эффективность этой операции 0,16 получим ионный ток после перезарядки ≈ 87 мА. Последний этап ускорения до энергии 1000 ГэВ осуществляется в сверхпроводящих ячеистых резонаторах с потенциалом ≈12 ГВ. Заметим,

что полная длина всего ускорителя составит ≈800м, которые складываются из 200 м для первой части типа RFQ , 120м для второй части типа Альвареца и 480 м для последней части. Таким образом, полная длина ускорителя сократилась с 4 км, как это было в проекте ИТИС [6,7] в 5 раз, а с учётом того, что жёсткость ионов уменьшилась почти в 4,4 раза (до 50 Тм против 220 Тм для ионов Bi^{+1} с энергией 10 ГэВ). Все эти ослабления приведут к уменьшению стоимости такой установки как минимум в 5 раз. Заметим, что мощность ионного пучка при ускорении оказывается сравнительно небольшой ≈ 1050 МВт.

Далее рассмотрим систему компрессии ионного тока на выходе из линейного ускорителя в $2{,}5.10^6$ раз от тока 87 мА до 217 кА.

5. Компрессия ионного пучка

Так как нелиувилиевская компрессия может иметь больший коэффициент компрессии по сравнению с компрессией в пространстве продольного движения, то именно она должна быть использована первой. В нашем случае нелиувилиевская компрессия может быть осуществлена с помощью перезарядки ионов Bi^{82+} в ядра Bi^{83+} на плотной мишени из какого-либо лёгкого материала, аналогично произведенной ранее на установке ТВН-ИТЭФ [8]. Главное её отличие от ранее осуществлённой в установке ТВН-ИТЭФ, заключается в непрерывности процесса компрессии. Непрерывность процесса упрощает задачу, в частности, из-за сокращения времени накопления почти полностью устраняется эффект внутрипучкового рассеяния [9].

В накопительном кольце максимальное значение ионного тока ограничивается простым соотношением:

$$I \lesssim \pi \epsilon I_p A(\beta\gamma)^3 / LZ \qquad (6).$$

В (6) $I_p = m_p c^3/e$ – ток Альфвена для протона ($I_p = 3{,}1.10^7$А), ϵ - эмиттанс пучка при накоплении (в см.рад.), L - длина накопительного кольца (в см). Полагая в формуле (6) $\epsilon = 7.10^{-4}$см.рад, L = 300 м, получим I = 1,74 кА, что делает

возможным накопить 20 МДж энергии при условии, что нелиувилиевское накопление обеспечивает компрессию ионного пучка в 20000 раз.

Уравнение баланса для числа накопленных в камере ионов запишем в виде:

$$dI^{83}/dn = \sigma(-e)mA_t^{-1}N_0I^{82} - \sigma(+e)\,\eta^{-1}mA_t^{-1}N_0I^{83} - \sigma_n\,\eta^{-1}mA_t^{-1}N_0I^{83} \qquad (7).$$

В (7) введены обозначения:

I^{83}–накопленный в камере ток ядер висмута;

I^{82}- инжектируемый в камеру накопителя ток ионов висмута с зарядом 82+;

N_0 – число Авогадро;

A_t-атомный вес вещества перезарядной мишени;

A_i -атомный вес используемого иона;

$\sigma(-e)$ - сечение перезарядки ионов Bi^{82+} в ядро Bi^{83+}, при энергии 1ТэВ оно равно $2.10^{-20}cm^2$ /атом;

$\sigma(+e)$ - сечение обратного процесса подхвата электрона, т.е. реакции $Bi^{83+}+e \rightarrow Bi^{82+}$, при энергии 1 ТэВ оно равно 2.10^{-24} cm^2/атом;

σ_n - полное сечение всех ядерных реакций; $\sigma_n=7,4\cdot(A_i^{1/3}+A_t^{1/3}-0,3)^2.10^{-26}$ cm^2/атом, в нашем случае $A_i = 209$, $A_t = 4$ и $\sigma_n = 3,6.10^{-24}$ cm^2/атом.

η- число оборотов пучка в камере накопителя, совершаемое между двумя последовательными пересечениями мишени.

Так как при условии $dI^{83}/dn = 0$ рост тока прекращается, то из (7) следует, что предельная величина компрессии тока - ξ_{max} определяется соотношением:

$$\xi_{max} = I^{83}/I^{82} = \sigma(-e).\eta/\sigma(+e) + \sigma_n \qquad (8).$$

Подставляя в (8) значения сечений получим $\xi_{max} = 3,57.10^3\,\eta$. Полагая $\eta = 20$, получим $\xi_{max} = 7,14.10^4$, что позволяет принять $\xi=2.10^4$. Так как длина импульса тока на выходе из линейного ускорителя равна $2,4.10^4$ км, то при $\xi=2.10^4$ и условии, что каждый раз накапливается только четверть пучка, длина накопительного кольца может быть уменьшена до 300 м.

В процессе накопления неизбежна потеря части пучка. Часть будет потеряна из-за ядерных взаимодействий с веществом перезарядной мишени, так же будут потеряны ионы из-за подхвата электронов при пересечении мишени. Сечение всех ядерных взаимодействий $\sigma_n = 3{,}6.10^{-24} cm^2$/атом, а сечение подхвата электрона 2.10^{-24} cm^2/атом, так что полное сечение потерь составит $5{,}6.10^{-24}$ cm^2/атом, что приведёт к потери части пучка = 4,2%. Если мишень выполнена в виде газовой струи из гелия толщиной $\approx 1.10^{-3}$ г.см$^{-2}$, то эффективность перезарядки Bi^{82} в Bi^{83} достигает 0,95, что приводит к дополнительным потерям 5%.

Каждый ион при пересечении мишени в камере накопителя теряет энергию $\approx 1.10^{-5} \approx 10$ МэВ, соответственно, за один оборот теряемая в среднем энергия в η=20 раз меньше, т.е. $\approx$ 0,5 МэВ и компенсация потерянной энергии происходит уже при потенциале ВЧ поля $\approx$12 кВ. Так как при увеличении ионного тока в процессе накопления растёт и мощность нагрева перезарядной мишени от начальной величины $\approx$ 0,5 кВт до максимума $\approx$10 МВт, то проблема охлаждения мишени становится достаточно сложной, и, по-видимому, потребуется серьёзная инженерная проработка конструкции перезарядной мишени. Заметим, что, несмотря на компенсацию потерянной энергии, величина этой энергии может ограничить число возможных прохождений пучка через мишень - $\xi\eta^{-1}$. Действительно,

$$\xi \leq 2d\eta\lambda/m \qquad (9),$$

где λ - допустимая доля потерянной на перезарядной мишени энергии пучка, m – масса мишени, а d - пробег иона полной энергии в веществе той же плотности. Из (9) следует, что при $m = 1.10^{-3}$ г.см$^{-2}$, d = 80 г.см$^{-2}$ и λ = 1%, допустимая компрессия составит $\xi \leq 3{,}2.10^4$.

При коэффициенте нелиувиллиевской компрессии 2.10^4 величина потерянной энергии в течение процесса накопления составит 0,47 МДж или

по отношению ко всей накопленной энергии 0,63%. Окончательно, с учётом потери части пучка, доля потерянной при нелиувиллиевской компрессии энергии составит ≈10.2%.

Заметим, что оптика накопительного кольца должна быть построена исходя из специфики поставленной задачи. В кольце должны быть два бездисперсионных промежутка, в одном из которых разместится перезарядная мишень, и система ВЧ поля, которая нужна для поддержания структуры ионного пучка и для компенсации потерь энергии при пересечении перезарядной мишени. Кроме того, в месте расположения перезарядной мишени должна быть размещена показанная на рис.3 система, создающая переменное во времени отклонение равновесной орбиты (бамп), наличие которого обеспечивает прохождение ионов через мишень только на каждом η обороте пучка в камере накопителя. Нужная форма этого отклонения создаётся за счёт биений, возникающих при сложении чётной и нечётной гармонических составляющих [10]. На рис 3. штрихпунктиром показана нечётная составляющая в локальном отклонении орбиты - $\cos(2\pi n/\eta)$, пунктиром чётная составляющая - $\cos(4\pi n/\eta)$, где n обозначает номер оборота ионного пучка в камере накопителя. Кружками показаны положения одного ионного банча относительно перезарядной мишени в течении 20-ти последовательных оборотов пучка.

При пересечении перезарядной мишени неизбежно возникает дополнительный разброс ионов по энергии, приводящий к не компенсируемому росту продольного фазового объема, величина которого определяет коэффициент продольной компрессии ионного пучка. Флуктуации ионизационных потерь при пересечении мишени приводят к росту энергетического разброса в пучке по формуле:

$$\sigma_E^2 = 0{,}078 Z_t (2-\beta^2) A_t^{-1} \gamma^2 m(\xi\eta^{-1}) \; [\text{МэВ}]^2 \qquad (10).$$

Для мишени из лёгкого вещества из (10) найдём $\sigma_E/E = 3{,}7.10^{-8}(\xi\eta^{-1})^{1/2}$. При $\xi\eta^{-1}=10^3$, получим $\sigma_E/E = 1{,}2.10^{-6}$. Покажем, что полученная величина дисперсии является допустимой. Действительно, полагая, что разброс по импульсам в пучке при транспортировке и фокусировке на мишень не должен превышать $\pm 1.10^{-3}$ найдём возможную величину коэффициента компрессии = 400, при требуемой величине =125.

Важным эффектом, влияющим на величину эмиттанса ионного пучка, является упругое рассеяние ионов при пересечении перезарядной мишени.

Распределение ионов по углам рассеяния после прохождения мишени близко к нормальному распределению со среднеквадратичным углом рассеяния θ, определённым по формуле Росси:

$$\theta = 15Z_t\,(E)^{-1}\,(m/X_o)^{1/2} \qquad (11),$$

где X_o - радиационная длина мишени, E - энергия иона в единицах МэВ. Для углеродной мишени величина Xo = 42 г·см$^{-2}$.Подставляя наши параметры в формулу (11) получим $\theta = 1{,}5.10^{-7}$ рад. После тысячекратного прохождения этой мишени среднеквадратичный угол составит 5.10^{-6} рад.

Если принять диаметр ионного пучка на перезарядной мишени равным 1см, то угловой разброс в пучке составит $1{,}4.10^{-3}$ рад, так что дополнительным угловым разбросом в пучке из-за многократного рассеяния ионов на перезарядной мишени можно пренебречь. Фокусировка ионного пучка с фазовым объёмом $\approx 7.10^{-4}$ см.рад. на мишень с расстояния ≈ 6м в пятно диаметром ≈ 0,066 см представляется достаточно простой задачей.

Компрессия в пространстве продольного движения может быть осуществлена по описанному ранее в ряде публикаций (см., например, [2,3,11]) методу. Компрессия пучка в пространстве продольного движения потребует наличия еще пары колец такого же размера, т.е. с периметром

равным 300м. В итоге полное число колец будет равно 5, одно из которых является накопительным и четыре – компрессионные.

Заметим, что величина среднего магнитного поля на орбите во всех кольцах составляет 1Т, т.е. почти равна среднему значению в обычных кольцевых ускорителях, к тому же вместо циклических магнитов могут использоваться более простые магниты постоянного питания. Получившаяся схема драйвера показана на рис.4.

6.Заключение

Таким образом, использование ядер в тяжелоионных драйверах вместо малозарядных ионов имеет весьма существенные преимущества:

Во-первых, сильно облегчается ускорение ионов, почти на порядок сокращается масштаб драйвера и, следовательно, примерно так же убывает его стоимость;

Во-вторых, за счёт использования перезарядки ионов появляется возможность использования нелиувиллиевского накопления, что существенно, на ≈ 4 порядка, увеличивает коэффициент компрессии тока и, в конечном счёте, поднимает мощность всей установки до $\approx 5.10^{15}$ Вт;

Кроме того, к достоинствам рассмотренного драйвера следует отнести также значительно большую устойчивость накопленного пучка ядер по сравнению со случаем, когда накапливаются малозарядные ионы тяжелых элементов.

Особенно сильный выигрыш имеет место по отношению к так называемой перезарядной неустойчивости интенсивных пучков малозарядных ионов тяжелых элементов [12].

Фактически, данная установка позволяет создать супервзрывчатку, массой 0,34 г, с удельным энерговыделением до 200 МДж/г, что в $\approx 10^5$ раз превышает соответствующий параметр для химических ВВ. В результате её взрыва температура вещества мишени достигает 0,3 кэВ, при которой от

каждой мишени излучается до 12 МДж энергии в мягком рентгене. Соответственно, от двух одновременно сгорающих в одной капсуле мишеней можно получить 24 МДж.

Данная установка предлагает огромные возможности, как в области инерциального термоядерного синтеза, так и для исследований по физики вещества с высокой плотностью энергии.

Главным недостатком рассмотренного драйвера является значительная активация мишени из-за ядерных процессов, идущих в мишени при столь больших энергиях ионов. По-видимому, при расчётах реальной зависимости нагрева оболочки мишени следует принять во внимание эффекты, связанные с ядерными процессами в мишени.

Действительно, полагая $\sigma_n = 3{,}5.10^{-24}$ см^2 получим длину ядерного пробега в веществе $d_n = A_t/\sigma_n N_0 = 114$ г.см$^{-2}$ почти равную тормозной длине пробега 100 г.см$^{-2}$. С другой стороны отметим, что огромный поток нейтронов $\approx 10^{18}$, ($\approx 10^{26}$ с$^{-1}$), рождённых в мишени из-за эффекта фрагментации ядер мишени может иметь самостоятельный интерес для нейтроннофизических и материаловедческих исследований.

К недостаткам рассмотренного драйвера следует отнести наличие сложных систем перезарядки ионных пуков. С другой стороны, именно наличие систем перезарядки позволяет накопить ионные пучки с большим током и получить огромные мощности облучения мишеней при сохранении умеренных мощностей при ускорении, что в свою очередь также снижает стоимость всей установки.

Интересно сравнить нагрев плотных мишеней пучками от рассмотренного тяжелоионного драйвера с нагревом пучками ионов (или протонов) от сооружаемой в ЦЕРНЕ установки LHC [13]. В LHC наряду с протонами предполагается накапливать также и ядра свинца. При интенсивности $5{,}2.10^{10}$ и энергии ядра свинца 577 ТэВ в пучке ядер свинца,

сравнительно с протонами, будет накоплено мало энергии 5 МДж. Кроме того, из-за большого размера кольца (26.6 км) мощность накопленного пучка – 56 ГВт, оказывается явно недостаточной для заметного прогрева мишеней. Заметим, что при столь большой энергии пробег иона в веществе определяется длиной ядерного пробега, а не "классическим" торможением. Так как величина ядерного пробега слабо зависит от массы иона, а от заряда иона и вовсе не зависит, то, при столь больших энергиях ионов, более интересным становится использование для нагрева мишеней не пучка ядер свинца, а пучка протонов, как более мощного. Действительно, при энергии протона равной 7 ТэВ, т.е. в 7 раз большей по сравнению с тяжелоионным драйвером, накопленная энергия в протонном пучке установке LHC равна 334 МДж, т.е. в 4 раза больше (в тяжелоионном драйвере 80 МДж). Тем не менее, рождённый в мишени от энергичных протонов поток вторичных частиц может значительно прогреть некоторую часть мишени. Этот эффект был отмечен ранее в работе [14] , в которой было предложено использовать его для термоядерных исследований. Учитывая важность компрессии пучка протонов для этих целей (а также и для ряда других) в ИТЭФ был предложен оригинальный метод компрессии пучка протонов для установки LHC, основанный на использовании системы из четырёх различных гармоник с амплитудой ВЧ поля по 90 МВ каждая. [15]. Под действием этой системы до 30% пучка (≈100 МДж) удаётся сжать в один сгусток длиной 6м при пиковой мощности в нём 3300 ТВт и средней мощности в сгустке 1500 ТВт. Заметим, что получаемые при этом параметры протонного пучка, формально, почти точно совпадают с параметрами ионного пучка, получаемого на рассмотренном в данной работе тяжелоионном драйвере.

В заключение автор выражает благодарность сотрудникам ИТЭФ А.В.Бархударяну и А.Н.Талызину за поддержку при расчётах динамики накопления ионных пучков и оформлении результатов.

Литература:

1. A.W.Maschke. "Conceptual Design of a Heavy Ion Fusion Energy Center", BNL-50817 (1978).

2. Д.Г. Кошкарёв, М.Д. Чуразов. "Инерционный термоядерный синтез на базе тяжелоионного ускорителя - драйвера и цилиндрической мишени", Атомная энергия, т.91,вып.1, июль 2001,стр. 47-54.

3. D.G.Koshkarev. "Heavy Ion Driver for Fast Ignition", Laser and Particle Beams (2002), 20, 595-597.

4. A.V.Barkhudaryan, D.G.Koshkarev, A.N.Talyzin. "Studies on stability of charge - compensated ion beams " Fusion Engineering and Design. (1996),32-33, pp.183-188.

5. М.Д.Чуразов, А.Г. Аксенов, Е.А. Забродина. "Сжатие многослойной мишени в системе тяжелоионного термоядерного синтеза " Сборник ВАНТ, серия математическое моделирование физических процессов, (2004), в печати.

6. M.M. Basko, M.D. Churazov, D.G. Koshkarev. "ITEP Conception of a Heavy Ion Fusion Fasility", Fusion Engineering and Design, 32-33, (1996), p.73-85.

7. D.G. Koshkarev, I.L. Korenev, L.A. Yudin, S.V. Vinogradov, "Conceptual Design of Linac for Power HIF Driver", Proceedings of XVII International Linac Conference, Geneva, CERN, (1996), vol.1, p. 423-426.

8. Н.Н.Алексеев, Д.Г.Кошкарёв, Б.Ю.Шарков. "Нелиувиллиевское накопление ядер углерода в ускорительно-накопительном комплексе ИТЭФ". Письма в ЖЭТФ, том 77,вып. 3,с 149-152. (2003).

9. N.Alekseev, A.Bolshakov, E.Mystafin and P.Zenkevich, "Numerical Code for Monte-Carlo Simulation of Ion Storage", AIP Conference Proceedings 480, Saitama, Japan, December (1998).

10. D.G. Koshkarev, " The Ejection System for TESLA Damping Ring" TESLA-Collaboration, TESLA 95-16. DESY, Hamburg, (1995).

11. D.G.Koshkarev, A.V.Barkhudaryan, A.N. Talyzin, "New Scheme of Longitudinal Beam Compression for HIF Driver", Препринт ИТЭФ-9-98.

12. D.G.Koshkarev. "Charge-exchange Instability in Intense Ion Beams". Particle Accelerators. (1984), Vol.1, p. 889.

13. "The Large Hadron Collider-LHC",Conceptual Design, CERN/AC/95-05 (LHC), (1995).

14. M.D.Churazov, D.H.H.Hoffmann, D.G.Koshkarev, Yu.S.Khodyrev, B.Yu.Sharkov, P.Spiller. "Ignition Experiments with High Energy Proton Beams", Report GSI- 98-09, (1998).

15. Д.Г.Кошкарёв, А.В.Бархударян. "Продольная компрессия протонного пучка в установке LHC", Препринт ИТЭФ, 4-00, (2002).

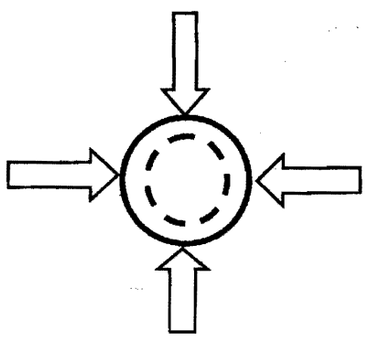

Рис. 1а

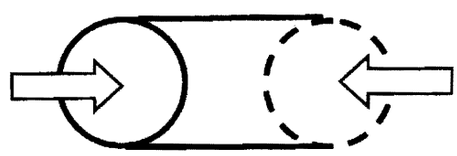

Рис. 1б

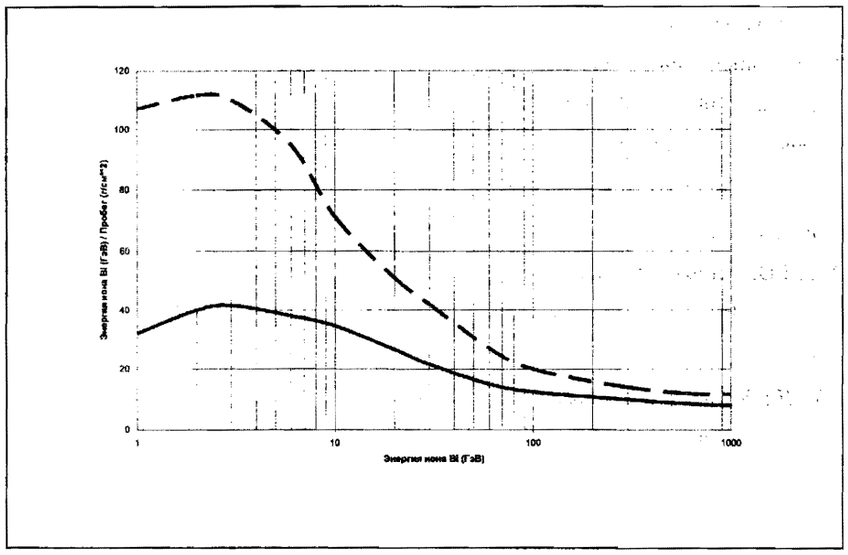

Рис.2. Зависимость функции k(E) от энергии иона висмута для поглотителя из бериллия (верхняя кривая) и из золота (нижняя кривая).

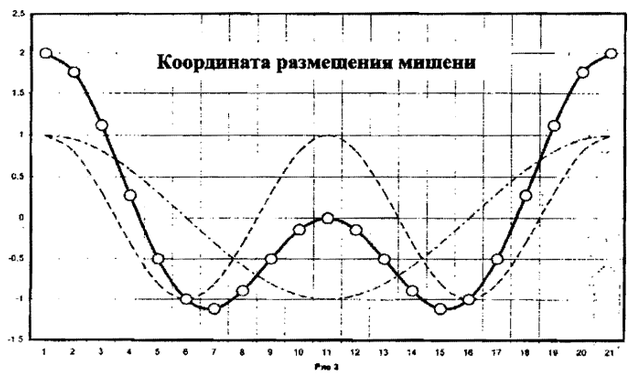

Рис.3. Осцилляция равновесной орбиты в месте расположения перезарядной мишени.

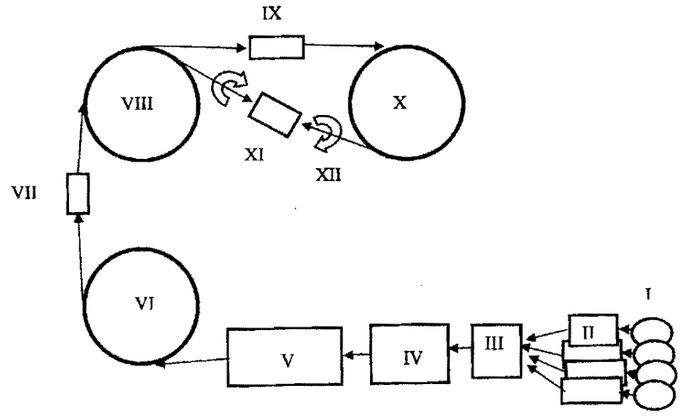

РИС.4

I. Четыре ионных источника производящих пучки ионов Bi^{2+} с током 20 мА с частотой ≈ 0,01Гц при длительности импульса 70мс.

II. Четыре параллельные секции линейных ускорителей типа RFQ каждая с потенциалом 200МВ.

III. Первая часть линейного ускорителя типа Альварец с потенциалом ≈190 МВ.

IV. Вторая часть линейного ускорителя типа Альварец с потенциалом ≈230 МВ.

V. Основной сверхпроводящий линейный ускоритель с потенциалом 12 ГВ.

VI. Накопительное кольцо для нелиувиллиевской компрессии ионного тока.

VII. Промежуточная секция линейного ускорителя с амплитудой ВЧ поля ≈20 МВ для последующей компрессии пучка в компрессионных кольцах.

VIII.Кольцевой зал для размещения первой пары компрессионных колец.

IX. Промежуточная секция линейного ускорителя с амплитудой ВЧ поля ≈20 МВ для компрессии пучка во второй паре компрессионных колец.

X. Кольцевой зал для размещения второй пары компрессионных колец, компрессия в каждом из них происходит в течение ≈20000 оборотов, т.е. за ≈20 милисек.

XI. Термоядерная мишень.

XII. Системы вращения пучков для мишени в виде полого цилиндра.

Подписано к печати 18.11.03. Формат 60X90 1/16
Усл.печ.л.1,0 Уч.-изд. л. 0,7 Тираж 93. Заказ. 21-03
Индекс 3649
Отпечатано в ИТЭФ, 117218, Москва, Б.Черемушкинская, 25.