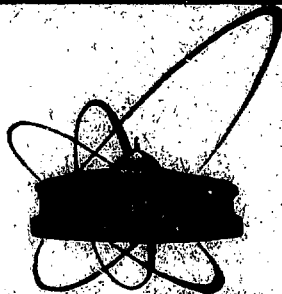


548505217



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P13-84-575

В.П.Зрелов

О ВОЗМОЖНОСТИ
ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА
ПОСРЕДСТВОМ ИЗЛУЧЕНИЯ
ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА
ОТ ПУЧКА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

Направлено в журнал

"Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res."

и на Всесоюзный семинар

"Черенковские детекторы и их применение
в науке и технике" / Москва, 1984 г. /

1984

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время одним из признанных направлений исследований по термоядерному синтезу /ТЯС/ в смеси ядер дейтерия и трития ($d + t \rightarrow {}^4\text{He} + n$, 17,6 МэВ) является лазерный термоядерный синтез /ЛТС/. В режиме сжатия небольших сферических мишеней с тонкими оболочками пороговая лазерная энергия лежит в интервале энергий $10^9 + 10^4$ Дж, что при длительности светового импульса $\sim 10^{-10}$ с соответствует пороговой мощности $\sim 10^{19} + 10^{14}$ Вт.

Сравнительно недавно в работе /2/ было показано, что использование коротковолнового лазерного излучения ($\lambda = 2600 \text{ \AA}$) в проблеме ЛТС является более эффективным по сравнению с излучением 10600 \AA /приблизительно на порядок увеличивается плотность плазмы d, t и выход нейтронов/. Поэтому не бессмысленно рассмотреть возможность применения для этих целей другого вида когерентного и высоконаправленного излучения - излучения Вавилова-Черенкова /ИВЧ/, достоинства которого уже использовались /3-5/ при создании и исследовании мощных источников ультрафиолетового излучения /вплоть до $\lambda = 600 \text{ \AA}$ / от пучка электронов с энергией 21 ГэВ ускорителя SLAC.

В настоящей работе обращается внимание на возможность получения от пучка релятивистских ядер большой мощности ультрафиолетового ИВЧ, сконцентрированного на площади $\sim 1 \text{ мм}^2$ и достаточного для возбуждения термоядерной реакции.

1. ЭНЕРГИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА ОТ ПУЧКА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

Энергия ИВЧ, испускаемая на единице пути частицей с электрическим зарядом eZ в диапазоне длин волн от λ_1 до λ_2 в среде с показателем преломления n , согласно теории Тамма-Франка /6/, определяется с учетом дисперсии радиатора /7/:

$$\frac{dW}{dL} = 2\pi^2 (eZ)^2 \frac{\lambda_2^2 - \lambda_1^2}{\lambda_1^2 \lambda_2^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n(\lambda_1) n(\lambda_2)}\right), \quad (1)$$

где $n(\lambda_1)$ и $n(\lambda_2)$ - показатели преломления для длин волн λ_1 и λ_2 , а $v = \beta c$ - скорость частицы.

В радиаторе из кристалла NaF / $n_0 = 1,3255$ / толщиной $d = 1 \text{ см}$ движущаяся частица с $\beta = 0,99$ в диапазоне волн от $\lambda_1 = 2000 \text{ \AA}$ до $\lambda_2 = 7000 \text{ \AA}$ испустит энергию $dW = 1/d = 2,87 \text{ кэВ/см}$.

Для ядра свинца / $Z = 82$ /, движущегося с той же скоростью, энергия излучения уже составит $dW^{Z=82}/d\ell = 19,3$ МэВ/см, причем ~92% ее лежит в диапазоне волн от $\lambda_1 = 2000 \text{ \AA}$ до $\lambda_2 = 4000 \text{ \AA}$ *. При радиаторе из LiF нижняя граница пропускания понижается до $\lambda_1 = 1300 \text{ \AA}$ и в этом случае энергия излучения увеличивается до $dW^{Z=82}/d\ell = 56,1$ МэВ/см.

При импульсном источнике частиц, дающем 10^{13} ядер свинца, ускоренных до 5,7 ГэВ/нуклон, энергия излучения /при радиаторе NaF толщиной 5 см/ $W \approx 155$ Дж**. Если длительность сгустка ядер $\tau = 1$ нс, а излучение будет сконцентрировано в пятно площадью не более 1 мм^2 , то поток мощности составит $1,55 \cdot 10^{13}$ Вт/см², что может быть достаточным для возбуждения черенковского ТЯС.

2. ВОЗМОЖНОСТЬ КОНЦЕНТРАЦИИ ИВЧ НА МАЛОЙ ПЛОЩАДИ И ТРЕБОВАНИЯ, ПРЕДЪЯВЛЯЕМЫЕ К РАДИАТОРУ И ПАРАМЕТРАМ ПУЧКА ЯДЕР

2.1. Для того, чтобы ИВЧ, поляризованное на 100% /электрический вектор строго лежит в плоскости, содержащей направление испускания фотона и вектор скорости частицы/ вышло без значительных потерь на отражение из плоскопараллельного радиатора, необходимо, чтобы угол ИВЧ для коротковолновой границы спектра совпал с углом Брюстера /или незначительно его превысил/ $\theta_b = \arctg(n_1/n_2)$, где n_2 - показатель преломления среды, в которую выходит ИВЧ из радиатора. В этом случае скорость частицы должна быть равна

$$\beta = \frac{\sqrt{n_1^2 + n_2^2}}{n_1},$$

/2/

где n_1 - абсолютный показатель преломления радиатора. При выбранном нами $\beta = 0,99$ угол ИВЧ для $\lambda = 2000 \text{ \AA}$ превосходит θ_b приблизительно на 7° что приводит к потерям на отражение ~4%.

* Следует заметить, что только в диапазоне летального и мутагенного ультрафиолетового излучения /2400 \AA ÷ 2800 \AA / релятивистское ядро железа / $Z = 26$ / с $\beta = 0,99$ испускает в воде ~0,4 МэВ/см или ~ 10^5 фотонов. Эти оценки указывают на значительную опасность, связанную с прохождением таких ядер через организм человека, что - по-видимому, важно учитывать при планировании длительных космических полетов и выходов космонавтов в открытый космос.

** Достижение пороговой энергии ТЯС /~ 10^3 ÷ 10^4 Дж/ данным способом вряд ли возможно, так как даже принятые в расчете параметры пучка релятивистских ядер недостижимы на ускорителях в ближайшем будущем.

2.2. В связи с тем, что ИВЧ испускается в виде конуса с половиной угла его раствора, определяемого известным отношением

$$\cos \theta(\lambda) = \frac{1}{n(\lambda)\beta}, \quad /3/$$

важным вопросом является возможность его собирания на площади $\sim 1 \text{ мм}^2$. Основное размытие конуса ИВЧ связано, как это видно из /3/, с дисперсией радиатора, и определяется величиной

$$\Delta\theta = \frac{\Delta n}{n^2(\lambda)\beta \sin \theta}, \quad /4/$$

которая может составить, например, для радиатора из NaF в диапазоне от $\lambda_1 = 2000 \text{ \AA}$ до $\lambda_2 = 7000 \text{ \AA}$ и $\beta = 0,99$ $\Delta\theta = 2^\circ 34'$. На выходе из плоскопараллельного радиатора эта расходимость увеличивается до

$$\Delta\tau = \frac{n_1 \Delta n_1}{n_2^2 \sin \tau \cos \tau}, \quad /5/$$

где τ - угол выхода ИВЧ из радиатора в среду с n_2 . При $\beta = 0,99$, $\Delta n_1 = 5,4 \cdot 10^{-2}$, расходимость $\Delta\tau = 10^\circ 35'$. Такое размытие конуса ИВЧ может быть устранено практически полностью оптическими ахроматическими системами, теория которых была развита в /8/ применительно к счетчикам Черенкова. После таких систем размытие конуса $\Delta\nu \leq 1$ мрад / $\Delta\nu_{\min}$ может составлять и 0,1 мрад/, причем направление выхода ИВЧ после них может быть задано заранее, в том числе и вдоль оптической оси $\nu = 0$ /или оси пучка частиц/. Для ультрафиолетовой части спектра кольцевые призмы дублета могут быть выполнены из плавленого кварца и кристалла NaCl, как это осуществлено в счетчиках типа DISC /9/.

2.3. Другим фактором, уширяющим конус ИВЧ, является многократное рассеяние ядер в радиаторе, приводящее к размытию

$$\Delta\theta_s \approx \frac{ZE_s \sqrt{t}}{2p\beta c}, \quad /6/$$

где $E_s = 21 \text{ МэВ}$, p - импульс ядра (в МэВ/с) с атомным номером Z , t - толщина радиатора в радиационных длинах. Коэффициент 2 в знаменателе /6/ возник из-за того, что в $\Delta\theta_s$ вносит только проекция угла многократного рассеяния на плоскость.

Для выбранной ахроматической оптической системы /см. ниже/ связь между остаточной расходимостью конуса ИВЧ на выходе из нее $\Delta\nu$ и допустимыми изменениями $\Delta\beta$ определяется равенством

$$\Delta\beta = \Delta\nu \frac{h_2}{h_1}, \quad /7/$$

где $h_1 = (\Delta\nu/\Delta r)$ /конкретное выражение через параметры оптической системы приводится в /8/, а $h_2 = (\Delta\beta/\Delta r) = (n_0^2 \beta^3/2) \sin 2r$. Соответствующее допустимое изменение в угле черенковского излучения $\Delta\theta$ с учетом формулы /7/ тогда будет

$$\Delta\theta = \frac{h_2 \Delta\nu}{h_1 \beta \operatorname{tg} \theta} \quad /8/$$

Потребуем, чтобы $\Delta\theta_a \leq \Delta\theta$ и найдем полную энергию ядра, при которой это неравенство будет удовлетворяться:

$$E \geq \frac{Z E_0 \sqrt{t} h_1 \operatorname{tg} \theta}{2\beta h_2 \Delta\nu} \quad /9/$$

Обычно для таких апохроматических систем $h_1/h_2 < 2$, тогда при $\beta = 1$, $\operatorname{tg} \theta = 1$, $t = 0,25 / x_0^{NAF} = 10$ см/ и принятом $\Delta\nu = 1$ мрад полная энергия релятивистского ядра с $Z = 82$ $E \geq 861$ ГэВ. При массе покоя ядра свинца $E_0 = 193$ ГэВ $\gamma = 4,46$, а кинетическая энергия, приходящаяся на нуклон ядра, должна быть больше 3,22 ГэВ/нуклон /при выбранном нами $\beta = 0,99$ / $\gamma = 7,1$ / это удовлетворяется/.

2.4. Ограничение на энергетический разброс энергии релятивистских ядер в пучке. Для случая плоскопараллельного радиатора и апохроматической системы, приведенной на рис.1, связь между изменением энергии ΔE частиц в пучке и остаточной расходимость $\Delta\nu$ дается в соответствии с /8/ выражением

$$\Delta E = E_0 \gamma^3 \beta \frac{h_2}{h_1} \Delta\nu, \quad /10/$$

где E_0 - энергия покоя частицы, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, h_1, h_2 и $\Delta\nu$ те же, что и в формуле /8/. Для ядра с $Z = 82$ / $E_0 = 193$ ГэВ/, $\beta = 0,99$, $\gamma = 7,1$, $h_2/h_1 = 0,5$ согласно /10/, получим ограничение на энергетический разброс $\Delta E \leq 0,16$ ГэВ/нуклон. Это также величина неопределенности, с которой нужно знать кинетическую энергию на нуклон ускоренного ядра перед проведением расчетов апохроматической оптической системы.

2.5. Ограничение на толщину радиаторов связано с замедлением ядер в радиаторе, которое также не должно превышать величины, определяемой формулой /10/. Поскольку тормозная способность релятивистских ядер в Z^2 раз больше соответствующей величины для однозарядной частицы /при $\beta = 1$ /, то можно записать

$$\left\{ \frac{\Delta E}{\Delta x} \right\}_{Z=1}^{\beta=1} \cdot Z^2 \cdot \frac{t}{2} \leq E_0 \gamma^3 \beta \frac{h_2}{h_1} \Delta\nu,$$

откуда допустимая толщина радиатора t

$$t \leq \frac{2E_0 \gamma^3 \beta \frac{h_2}{h_1} \Delta\nu}{\left\{ \frac{\Delta E}{\Delta x} \right\}_{z=1}^{\beta-1} \cdot Z^2} \quad /11/$$

При $\left\{ \frac{\Delta E}{\Delta x} \right\}_{z=1}^{\beta-1} = 1,75 \frac{\text{МэВ} \cdot \text{см}^2}{\Gamma}$, $Z = 82$ толщина радиатора $t \leq 5,75 \text{ г/см}^2$, т.е. при плотности NaF $\rho = 2,56 \text{ г/см}^3$ $t \leq 2,25 \text{ см}$. Так как при расчете полной интенсивности излучения выше мы выбрали общую толщину радиатора 5 см, который в нашей схеме /рис.1/ состоит из двух пластинок равной толщины по 2,5 см, то найденное условие почти удовлетворяется. Только надо учитывать, что вторая /по ходу пучка/ апохроматическая система должна рассчитываться с учетом сброса энергии в первом радиаторе.

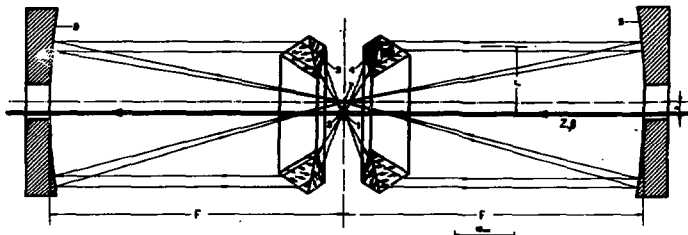


Рис.1. Оптическая система для получения двух встречных пучков ИВЧ: 1,2 - спаренные плоскопараллельные радиаторы; 3,4 - апохроматические дублеты; 5,6 - фокусирующие сферические зеркала; 7 - мишень.

2.6. Ограничение на угловую расходимость $\Delta\alpha$ пучка ядер. При-
 мем, что $\Delta\alpha \leq \Delta\theta$, определяемого формулой /8/

$$\Delta\alpha \leq \frac{\Delta\nu h_2}{\beta \text{tg}\theta h_1} \quad /12/$$

Если $h_2/h_1 = 0,5$, $\beta = 1$ и $\text{tg}\theta = 1$ $\Delta\alpha \leq 0,5$ мрад. Это довольно жесткое требование.

3. ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА И ФОРМА МИШЕНИ

Проверка изложенной выше идеи может быть выполнена с помощью устройства, показанного на рис.1. На этой схеме имеется два плоскопараллельных радиатора /1,2/ из NaF толщиной по 2,5 см каждый. Задняя поверхность первого радиатора /смотря по ходу

пучка/ - зеркальная. В этом случае при прохождении частиц через такой радиатор из него выйдет два конуса ИВЧ: один, возникший в радиаторе /1/, - навстречу пучку ядер; другой от радиатора /2/ - по ходу пучка. Две практически одинаковые* апохроматические системы /3,4/, рассчитанные на основании теории /8/, позволяют скомпенсировать сильно расходящийся конус ИВЧ после выхода его из радиатора и направить излучение параллельно оптической оси сферических зеркал /5,6/ с фокусным расстоянием $f = r/2$ / r - радиус кривизны зеркала/. При этом на величину f должно быть наложено условие в соответствии с допустимым размером сфокусированного пятна $\Delta R_{\text{max}}: f \leq (\Delta R_{\text{max}} / \Delta \nu)$. Если принять $\Delta R \leq 0,5$ мм и $\Delta \nu \leq 10^{-8}$ рад, то получим $f \leq 500$ мм. Оценки также показывают, что и поперечная сферическая aberrация при радиусе "цилиндра" ИВЧ, падающего на зеркало $r = 150$ мм, с толщиной его стенок $\Delta r = 15$ мм и $f = 500$ мм, не превосходит $\Delta s \leq 0,5$ мм. Особенностью этой системы является также и то, что оптическая ось /0 - 0/ сферического зеркала смещена на величину "b" несколько большую, чем половина диаметра радиаторов /1,2/. В этом случае всё ИВЧ /без учета его потерь на поглощение и отражение/ будет сфокусировано в круг диаметром не более 1 мм в месте расположения мишени /7/ со смесью (d,t). Заметим также, что на такие оптические характеристики апохроматических систем, как показатели преломления (n_i), углы призм дублетов (V_i) должны быть заданы соответствующие допуски Δn_i и ΔV_i .

Важно, что предложенная система автоматически обеспечивает временную синхронность прихода встречных пучков на мишень, так как оба конуса ИВЧ возбуждаются одним и тем же пучком частиц. Некоторое запаздывание момента испускания фотонов от радиатора /2/ по отношению к первому радиатору в значительной мере компенсируется дополнительным временем пролета фотонов через радиатор /1/ после их отражения от зеркальной поверхности. Остаточная разница во времени может быть устранена полностью незначительными смещениями одного из зеркал вдоль своей оси. Кроме этого, в такой системе благоприятным обстоятельством является и то, что фотоны на поверхность мишени приходят одновременно по всем углам ϕ в силу когерентности ИВЧ, которая к тому же обеспечивает исчезающе малую длительность излучения $\Delta t = 1$ пс.

Наиболее рациональной формой мишени для данной оптической системы, по-видимому, является мишень, показанная на рис.2. Она образована двумя тонкими коническими оболочками, составленными основаниями, и наполнена смесью (d,t). Угол наклона α образующих конусов к основанию должен быть равен углу схождения ИВЧ на мишень. При среднем радиусе r_0 полного цилиндрического пучка ИВЧ после апохроматической призмы и фокусном расстоянии зеркала f $\text{tg} \alpha = r_0 / f$.

* С учетом замечания в конце п.2.5 предыдущего раздела.

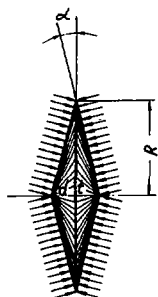


Рис. 2. Мишень со смесью (d, t).

Ниже в табл. 1 и 2 просуммированы основные требования, предъявляемые к радиатору ИВЧ, оптической системе, мишени и пучку частиц.

Небезынтересно оценить поток ультрафиолетового ИВЧ от такого действующего ускорителя, как серпуховский протонный синхротрон на энергию 70 ГэВ. Известно, что пучок протонов в камере этого ускорителя состоит из 30 сгустков длительностью ~25 нс каждый. Если в кольце полная интенсивность $3 \cdot 10^{12}$ протонов, то в одном сгустке будет 10^{11} протонов, тогда при толщине радиатора в 5 см /два по 2,5 см/, согласно формуле /1/, при $Z = 1$ от одного банча получится энергия излучения $2,4 \cdot 10^{-4}$ Дж. При площади сфокусированного пятна в $S \sim 1 \text{ мм}^2$ и $\tau \approx 25 \text{ нс}$ поток световой мощности $\sim 10^8 \text{ Вт/см}^2$, что близко к порогу искрового пробоя воздуха от лазерного излучения в предварительно подготовленной - электроразрядной затравочной плазме /10/.

Таблица 1

Основные сведения по радиатору ИВЧ, оптической системе и мишени

№ п/п	Элемент устройства	Основные сведения
1.	Спаренный радиатор ИВЧ	Виллиолент (NaF) с $n_D = 1,3255$. Общая толщина 5 см
2.	Компенсатор дисперсии	Кольцевой апохромат из SiO_2 и NaCl. Диаметр $\sim 30 \div 35 \text{ см}$
3.	Фокусирующее зеркало	Сферическое зеркало с $f \sim 500 \text{ мм}$. Не исключено использование асферического.
4.	Площадь сфокусированного пятна	$S \sim 1 \text{ мм}^2$
5.	Мишень со смесью (d, t) в оболочке* из SiO_2	Форма в виде двух конусов, составленных основаниями.

* $\Delta t \sim /2 \div 3/ \text{ мкм}$.

Таблица 2

Параметры пучка релятивистских ядер

№ п/п	Параметры	Требуемая величина	Допустимая величина	Примечание
1.	Заряд ядра, Z	82	50	
2.	Энергия ядер, ГэВ/нуклон	5,7	-	
3.	Число ядер в импульсе, N	$\sim 10^{18}$	$\sim 10^{11}$	Энергия ИВЧ 155 Дж при $N = 10^{18}$ *
4.	Длительность импульса, нс	~1	3	Желательная 0,1 нс
5.	Угловая расходимость пучка, мрад	0,5	-	
6.	Энергетический разброс, ГэВ/нуклон	0,16	-	
7.	Поток мощности ультрафиолетовой вспышки на мишень $1,55 \cdot 10^{18}$ Вт/см ² /при $N = 10^{18}$ ядер/			

* Без учета потерь ИВЧ в радиаторе, дублете из призм, отражения на зеркале, которые могут составить ~25%.

В заключение выражаю благодарность проф. А.А.Тяпкину и доктору физ.-мат. наук Б.М.Головину за обсуждение затронутых здесь вопросов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Прохоров А.М., Анисимов С.И., Пашинин П.П. УФН, 1976, т.119, вып.3, с.401.
2. Fabre E. et al. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1980. 1981, vol.11, p.263-272; Eight Conference Proceedings. Brussels, 1-10 July. IAEA, Vienna, 1980.
3. Piestrup M.A. et al. J.Appl.Phys., 1973, vol.44, No.11, p.5160.
4. Rothbart G.B. et al. Rev.Sc.Instr., 1979, vol.50(4), p.67.
5. Piestrup M.A. et al. Appl.Phys.Lett., 1976, vol.28, No.2, p.92.

6. Тамм И.Е., Франк И.М. ДАН СССР, 1937, т.14, с.107.
7. Зрелов В.П. Излучение Вавилова-Черенкова и его применения в физике высоких энергий. Атомиздат, М., 1968, ч.1, с.92.
8. Зрелов В.П., Павлович П., Шулек П. ОИЯИ, P13-3488, Дубна, 1967.
9. Meunier R. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1962, vol.17, p.1.
10. БСЭ, т.14, стр.113 /325 колонка/. Изд-во "Советская энциклопедия", М., 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 октября 1984 года.

Зрелов В.П.

P13-84-575

О возможности термоядерного синтеза
посредством излучения Вавилова-Черенкова
от пучка релятивистских ядер

Рассмотрена возможность возбуждения реакции термоядерного синтеза в смеси (d,t) под действием излучения Вавилова-Черенкова от пучка релятивистских ядер с высоким атомным номером. Показано, что при интенсивности ядер свинца $\sim 10^{18}$, ускоренных до энергии $\sim 5,7$ ГэВ/нуклон, превышающей порог возникновения излучения Вавилова-Черенкова в радиаторе из NaF /виллиолента/ толщиной 5 см, в диапазоне длин волн от $\lambda_1 = 2000 \text{ \AA}$ до $\lambda_2 = 7000 \text{ \AA}$ испускается световая энергия ~ 155 Дж. Предложенная оптическая система позволяет создавать два встречных, синхронных по времени потока излучения и концентрировать их с двух сторон на специальную мишень площадью $\sim 1 \text{ мм}^2$, что позволяет при длительности сгустка ускоренных ядер 1 нс получать световой поток $\sim 1,55 \cdot 10^{18}$ Вт/см², достаточный для получения демонстрационного термоядерного "микровзрыва" в режиме абляционного сжатия мишени. Приводятся требования, предъявляемые к параметрам пучка релятивистских ядер и оптического устройства.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод И.И.Потапова -

Zrelov V.P.

P13-84-575

On a Possibility of Thermonuclear Fusion
by the Vavilov-Cherenkov Radiation
from the Beam of Relativistic Nuclei

A possibility is considered to initiate the reaction of thermonuclear fusion in the (d,t) mixture by the Vavilov-Cherenkov radiation from the beam of relativistic nuclei with a high atomic number. It is shown that if lead nuclei with the intensity $\sim 10^{18}$ are accelerated to the energy 5.7 GeV/nucleon, exceeding the Vavilov-Cherenkov radiation threshold in the radiator of sodium fluoride (NaF) 5 cm thick in the wave length range from $\lambda_1 = 2000 \text{ \AA}$ to $\lambda_2 = 7000 \text{ \AA}$, the light energy of ~ 155 J is emitted. The proposed optical system allows one to produce two colliding synchronous beams of radiation and squeeze them from two sides to concentrate them on a special target, area $\sim 1 \text{ mm}^2$, which allows a light flux of $\sim 1.55 \cdot 10^{18}$ W/cm², duration of the bunch accelerated nuclei being 1 ns. This is enough to produce a demonstrative thermonuclear "microexplosion" in the mode of ablation compression of the target. Requirements to the parameters of the relativistic nuclear beam and the optical device are given.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1504

14 коп.

Редактор **Б. Н. Колосова**, Номер **4**
Издатель **В. М. Рудыкин** и **В. М. Гр.**

Выпущено в печать **05.11.84**
Средств 60000 руб. Простая печать. Изд. № 100
Тираж 430. Цена 33395

Издательский отдел Института истории
и архивов Академии наук Республики Беларусь