

## УСКОРИТЕЛИ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ И ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ \*)

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Приводимый список литературы <sup>1-10</sup> ясно показывает растущий интерес к ускорителям макрочастиц. Этот интерес стимулируется рядом обстоятельств: возможностью дальнейшего изучения космического пространства, отсутствием данных о свойствах вещества при сверхсильных давлениях, трудностями с инжекцией в плазменных ускорителях и теоретической возможностью использования ускорителей макрочастиц в качестве спускового механизма для термоядерного синтеза.

После обсуждения условий, которые, по-видимому, должны быть удовлетворены, чтобы инициировать такой взрыв, дается краткий критический обзор предложенных до сих пор методов ускорения. Из этого обзора следует, что ни один из обсуждаемых методов в конечном счете не может обеспечить решение поставленной задачи (заметим, что мы предпочитаем краткость изложения строгости; доказательства многих утверждений просто опущены и могут быть найдены в библиографических ссылках). В статье показывается, что некоторый новый метод, опирающийся на использование недавно полученных сверхпроводников с высоким критическим полем, заслуживает подробного анализа. В статье всюду используется система МКС.

### 2. КРИТЕРИЙ ДЛЯ МАЛЫХ ТЕРМОЯДЕРНЫХ ВЗРЫВОВ

Рассмотрим эволюцию неограниченного объема твердого дейтерия, внутри которого в сфере радиуса  $R_0$  мгновенно создается температура  $T_0$ .

а) Можно показать, что существует не зависящая от радиуса  $R_0$  «оптимальная» температура  $T_0$ , для которой отношение полной высвобождаемой энергии ядерного

\*) Ch. Maisonnier, *Macroparticle Accelerators and Thermonuclear Fusion*, Nuovo cimento **62B**, 332 (1966). Перевод В. А. Угарова.

синтеза к исходной энергии, необходимой для создания горячей сферы, достигает максимума. Для плоской геометрии задачи по порядку величины  $T_0$  составляет <sup>11</sup>  $2 \cdot 10^8$  °К. Для случая цилиндрической геометрии при несколько отличных предположениях  $T_0$  составляет <sup>12</sup>  $1,3 \cdot 10^8$  °К. Если не пускаться в вычисления, разумно принять  $T_0 \approx 1,5 \cdot 10^8$  °К для сферического случая.

б) При такой плотности, как это было показано в <sup>13</sup>, заряженные продукты ядерного синтеза обладают средней длиной свободного пробега, меньшей 0,5 м. Тогда, если радиус  $R_0$  равен по крайней мере 1 м, можно считать, что энергия ядерного синтеза (исключая энергию нейтронов) выделяется локально; она поровну распределяется между ионами и электронами ( $T_e = T_i$ ).

в) Расходящаяся ударная волна, возникающая после образования горячей области, будет иметь на своем фронте температуру, обусловленную взаимной компенсацией охлаждения, связанного с геометрическим расхождением и излучением, и нагревания, обязанного термоядерным реакциям. В области, радиус которой меньше критического начального радиуса  $R_{0c}$ , преобладает охлаждение. Для  $R_0$  больших, чем  $R_{0c}$ , температура фронта ударной волны нарастает, и возникает термоядерный взрыв.

По сделанным оценкам <sup>14</sup>, <sup>15</sup>  $R_{0c}$  имеет порядок около 2 м. Аналогичный расчет для весьма похожего случая <sup>11</sup> подтверждает это значение.

г) Чтобы возбудить термоядерный взрыв в твердом дейтерии, нужно нагреть около 30 м.к дейтерия до температуры около  $1,5 \cdot 10^8$  °К за время, меньшее нескольких наносекунд:

$$t < \frac{R_0}{c_0},$$

где  $c_0$  — скорость звука при температуре  $T_0$ . Энергия, соответствующая спусковому значению, составляет около 10 Мдж (это обстоятельство полностью исключает использование лазеров, хотя такие предложения не раз выдвигались).

д) Теория сильных ударных волн показывает, что температура  $1,5 \cdot 10^8$  °К может быть получена <sup>9</sup> за счет ударов «снарядов», обладающих скоростью около  $2 \cdot 10^6$  м/сек. При условии, что материал снаряда и мишени не смешивается в процессе соударения, и допустив, в достаточной степени произвольно, что половина падающей энергии передается дейтериевой среде, снаряд можно изготовить из любого материала; его масса должна быть порядка 10 мг при плотности, весьма близкой к плотности твердого дейтерия (см. пункт г).

е) Минимальный размер любого практического устройства, очевидно, определяется тем условием, что количество энергии, которое выделяется в процессе взрыва, должно превосходить количество энергии, которое тратится на иницирование процесса. В таком случае, чем ниже к. п. д. аппаратуры, передающей необходимые 10 мегаджоулей в горячую область, тем больше должен быть дейтериевый замороженный блок.

Возможность осуществления взрыва можно оценить, если учесть <sup>16</sup>, что требуется  $n$  тонн стали, чтобы сдержать взрыв  $n$  кг взрывчатого вещества большой силы, эквивалентного по энергии 5л мегаджоулям.

Эти оценки основываются главным образом на работе, проведенной с весьма ограниченной целью группой Евратома во Фраскати под руководством Линхарта. Можно лишь надеяться, что эти результаты не находятся в противоречии с результатами многочисленных, но засекреченных исследований, проводимых в этом же направлении во многих других местах.

### 3. МЕТОДЫ УСКОРЕНИЯ

Следует заметить, что для больших конечных скоростей отношение кинетической и тепловой энергий снарядов должно быть весьма значительным, чтобы сохранить характерные связи твердого тела: плавление требует энергии около 0,1 эв на молекулу; при скорости  $10^5$  м/сек молекула железа обладает кинетической энергией, равной  $2,5 \cdot 10^8$  эв.

3.1. *Взрывные методы.* В связи с ограниченной температурой продуктов взрыва конечные скорости обычно не превышают  $10^4$  м/сек. Специальные устройства могут несколько увеличить это значение (примерно удвоить его), если снаряды будут достаточно легкими <sup>6</sup>. По тем же самым причинам химические ракеты будут иметь малый к.п.д. и потребуют колоссального пути для достижения высоких скоростей.

Взрывающиеся проволочки или фольги <sup>10</sup> не приводят к лучшим результатам.

3.2. *Электростатические методы* <sup>1-4</sup>. В идеальном вакууме напряженность поля на поверхности  $E_-$ , действующая на отрицательные заряды, ограничена значением  $10^9$  в/м за счет холодной эмиссии; что касается напряженности  $E_+$ , действующей на положительные заряды, она ограничена значением  $10^{10}$  в/м, связанным с двумя явлениями — десорбцией поля и предельным напряжением металла.

Запишем равенства, не требующие пояснения:

$$\frac{1}{2} Mv^2 = qU, \quad q = 4\pi\epsilon_0 E_{\pm} r^2,$$

где  $r$  — радиус сферического снаряда, масса которого равна  $M$ , а плотность  $\rho$ .  
Следовательно,

$$v^2 = \frac{6\epsilon_0 E_{\pm} U}{\rho r}.$$

Величина  $U$  ограничена значением  $10^7$  в, так что даже для положительно заряженного снаряда небольшой плотности ( $1000 \text{ кг/м}^3$ )

$$v = 70r^{-1/2}.$$

Сферу радиусом в  $100 \text{ мк}$  можно ускорить теоретически лишь до скорости  $7 \cdot 10^3 \text{ м/сек}$ . Не представляет большого труда обеспечить ускорение многих частиц, но значительная дисперсия отношения их заряда к массе (доходящая до десяти) не позволяет обеспечить их продольную концентрацию в дальнейшем.

3.3. *Линейный ускоритель.* Если обозначить через  $\mathcal{E}$  среднее ускоряющее поле, легко получить непосредственно, что длина ускорителя равна

$$L = \frac{\rho}{6\epsilon_0 E_{\pm} \mathcal{E}} v^2 r.$$

Технические причины ограничивают значение  $\mathcal{E}$  величиной  $2 \cdot 10^6$ . Тогда для плотности, только что использованной выше, и положительного заряда длина ускорителя

$$L = 10^{-3} v^2 r.$$

Ускоритель длиной в  $1 \text{ км}$  может сообщить скорость  $10^5 \text{ м/сек}$  сфере радиусом  $100 \text{ мк}$ . Дисперсия отношения заряда к массе и изменение этого отношения со временем для каждой отдельной частицы позволяют ускорять только одну частицу.

3.4. *Циклический ускоритель.* В циклическом ускорителе центробежная сила, действующая на заряженную частицу с зарядом  $q$ , уравновешивается силой  $qvB$ , если направляющее поле магнитное (аксиальное); силой  $q\mathcal{E}$ , если направляющее поле электростатическое (радиальное).

Следовательно, для заданной частицы радиус орбиты в электростатическом направляющем поле будет меньше, чем в направляющем магнитном поле, если

$$\mathcal{E} > vB.$$

Исходя из практических ограничений на величины электрического и магнитного полей [ $\mathcal{E} < 3 \cdot 10^7$  для расстояний между электродами около  $1 \text{ см}$ ;  $B < 1,5$  для железного магнита], последнее соотношение можно переписать в виде

$$v < 2 \cdot 10^7 \text{ м/сек}.$$

Если иметь в виду элементарные частицы, то для них представляют интерес только магнитные ускорители; однако ситуация становится обратной, когда речь идет о макроскопических частицах, когда скорости порядка  $2 \cdot 10^7$  не достигаются вообще.

Радиус циклического ускорителя с электростатическим направляющим полем можно найти по формуле

$$R = \frac{\rho}{3\epsilon_0 E_{\pm} \mathcal{E}} v^2 r.$$

Для положительного заряда при плотности  $10^3$  получаем

$$R = 10^{-4} v^2 r.$$

Ускоритель радиуса  $100 \text{ м}$  может сообщить скорость  $10^5 \text{ м/сек}$  сфере радиусом  $100 \text{ мк}$ . По тем же самым причинам, о которых шла речь в случае линейного ускорителя, невозможно ускорять одновременно больше одной частицы.

Стоит отметить, что числовые значения, полученные в 3.1, 3.2 и 3.3, представляют собой абсолютные предельные значения, полученные из хорошо известных технических ограничений. Напротив, выписанные выше значения  $R$  могут быть уменьшены, если удастся увеличить  $\mathcal{E}$ ; для этого нужно лучше понять явление пробоя в вакууме, которое накладывает ограничение на величину  $\mathcal{E}$  и которое до сих пор плохо изучено, несмотря на то что ему было уделено сравнительно большое внимание за последнее время. Есть основания надеяться, что  $\mathcal{E}$  удастся существенно увеличить, например,

за счет введения поперечного магнитного поля, препятствующего переходу электронов от отрицательного к положительному электроду и задерживающего тем самым развитие лавинного механизма<sup>17</sup>.

3.5. *Магнитные методы.* Движущийся магнитный поршень может толкать либо ферромагнитный снаряд, либо проводник. В первом случае нагревания не будет (внутриатомные токи), но из-за насыщения магнитное поле всегда ограничено столь малыми значениями, что уже требуемая длина ускорителя закрывает эту возможность. Во втором случае можно добиться значительного ускорения, но, как это было показано в работе<sup>18</sup>, начинается плавление, когда снаряды достигают определенной критической скорости, зависящей только от их формы и проводимости  $\sigma$ . Это обстоятельство связано с тем, что существует постоянное отношение между магнитным давлением  $B^2/2\mu_0$  и джоулевым теплом  $j^2/\sigma$ , поскольку  $\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$ .

Для плоского снаряда, изготовленного из алюминия (который является лучшим материалом для этих целей), при начальной температуре, равной комнатной,

$$v_{\text{плав}} < 6 \cdot 10^6 \Delta x.$$

Через  $\Delta x$  обозначена толщина снаряда; для высоких скоростей она заведомо не превышает  $10^{-3}$ ; ускоритель такого типа может применяться только для сверхпроводящих снарядов (см. раздел 4).

3.6. *Ускорение пучком частиц.* Очевидно, что нейтральные частицы (фотоны, например) не могут испытывать такие упругие соударения со снарядами, которые обеспечивали бы соблюдение обязательного условия сохранения твердой фазы. Заряженные частицы (электроны или ионы), напротив, могут в принципе вызывать ускорение без нагревания заряженного снаряда вплоть до предельных значений  $E_{\pm}$ . Теоретически ускорение можно проводить до любых нужных значений, но проблема состоит в том, как обеспечить создание и распространение пучков высокой интенсивности без заметного их расхождения, вызываемого наличием объемного заряда. Было показано<sup>6</sup>, что если этот метод и имеет некоторую будущность, то он годится для ускорения очень малых снарядов до очень больших скоростей. Конечная продольная концентрация этих снарядов представляется невозможной, так же как и в случае электростатического ускорителя.

3.7. *Выводы.* Хотя некоторые из предложенных методов представляют определенный интерес, например, для имитации метеоров ( $10^4 < v < 10^6$  при произвольном диаметре), ни один из них, за исключением, быть может, метода ускорения сверхпроводников движущимся магнитным поршнем, не может передать одиночному снаряду скорость и энергию, удовлетворяющие критерию начала небольшого термоядерного взрыва, о котором шла речь в разделе 2.

За исключением опять-таки ускорителя с бегущей волной для сверхпроводников, во всех ускорителях, способных обеспечить создание высоких скоростей, конечная скорость оказывается обратно пропорциональной квадратному корню из радиуса снаряда. Поэтому появляется искушение попытаться ускорить большое число очень мелких частиц и, затем сконденсировав их, получить составной снаряд с плотностью, близкой к плотности твердого тела. Трудности реализации этого предложения связаны с проблемой устойчивости ускоряемого слоя макрочастиц (этот вопрос отпадает лишь для электростатического случая) и концентрацией частиц на заключительной стадии, которая с теоретической точки зрения возможна в радиальном направлении и, по-видимому, исключается в продольном. Многие ускорители макрочастиц сильно похожи на плазменные ускорители, в которых сравнительно легко достигаются большие скорости, но в которых есть жесткие ограничения на массу и радиальную концентрацию плазмы.

#### 4. УСКОРИТЕЛЬ МАКРОЧАСТИЦ НА БЕГУЩЕЙ ВОЛНЕ

4.1. *Принципы.* «Мягкие» сверхпроводники (как правило, чистые металлы) обладают критическими полями порядка  $10^3$  гс; благодаря эффекту Мейсснера (магнитное поле не проникает в сверхпроводящий металл, за исключением тонкого поверхностного слоя определенной толщины) можно формально считать, что сверхпроводящие металлы обладают критической плотностью тока (в упомянутом слое), или, другими словами, плотность силы Лоренца  $[\mathbf{j} \cdot \mathbf{B}]$  в поверхностном слое не может превосходить определенного критического значения.

Для «жестких» сверхпроводников (как правило, сплавов или интерметаллических соединений) представление о критическом поле утрачивает свое значение, поскольку это поле является теперь уже функцией плотности тока в проводнике, в котором поле уже есть (неполный эффект Мейсснера). Однако представление о критической плотности силы Лоренца, весьма условное для мягких сверхпроводников, для жестких проводников приобретает реальный смысл<sup>19</sup> и может быть использовано в качестве

характеристики жесткости сверхпроводника. В этом смысле наилучшим сверхпроводником, известным в настоящее время, является  $V_3Ga$ , для которого

$$\alpha_c = [j \cdot V]_{\text{крит}} \approx 6 \cdot 10^{10} \text{ МКС.}$$

Обозначая через  $\rho$  плотность сверхпроводящего снаряда, мы получим для максимально возможного ускорения величину

$$(\Gamma)_{\text{max}} = \frac{\alpha_c}{\rho}.$$

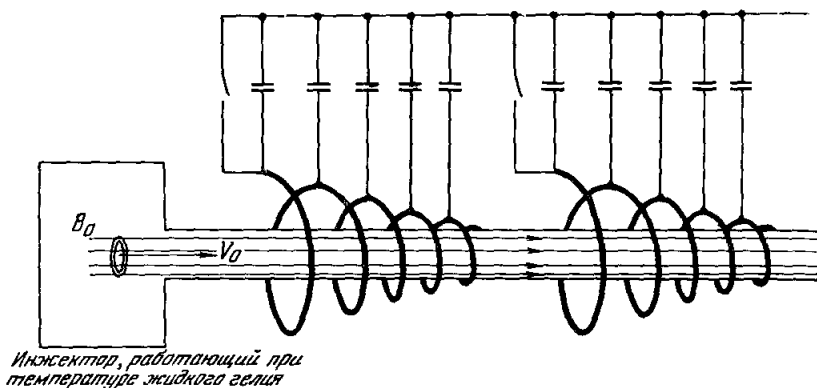
Длина ускорителя, обеспечивающего конечную скорость  $v$ , будет тогда

$$L = \frac{v^2}{2\Gamma} = \frac{\rho v^2}{2\alpha_c}.$$

Для  $V_3Ga$

$$L = 5 \cdot 10^{-8} v^2.$$

В отличие от ускорителей других типов, длина ускорителя в этом случае не зависит от размера снаряда; это обстоятельство делает возможным ускорение макрочастиц значительных размеров.



Ускоритель отдельных макрочастиц на бегущей волне.

Для того чтобы получить скорости, достаточные для инициирования термоядерного взрыва ( $v \approx 10^6$ ), нужна совершенно переальная длина ускорителя 50 км. Открытие новых сверхпроводников, у которых  $\alpha_c$  выше, чем у  $V_3Ga$ , на порядок величины, снизило бы длину ускорителя до размеров, сравнимых с длиной ускорителей элементарных частиц, и вызвало бы появление более подробных исследований в этом направлении. Максимальное критическое поле «жесткого» сверхпроводника связано с максимальной критической температурой соотношением Клогстона — Чандрасекара

$$H_c \approx 1,8T_c.$$

Поэтому всякое продвижение к большим значениям  $\alpha_c$  (и, следовательно, к более высоким  $H_c$ ) связано с обнаружением сверхпроводников, для которых критическая температура будет превышать существующий предел 18° К. Специалисты считают, что эта цифра вовсе не является какой-то фундаментальной границей.

4.2. *Общее описание.* Из резервуара, в котором поддерживается температура жидкого гелия, сверхпроводящий снаряд инжектируется в вакуумную камеру линейного ускорителя со скоростью  $v_0$ . Каждая секция этого ускорителя выполнена в виде конического соленоида, обмотка которого соединена с батареей конденсаторов. Когда снаряд попадает в данную секцию, искровой разряд закорачивает начало секции, конденсаторы которой были предварительно заряжены до напряжения  $U$ . На снаряд действует продольная сила  $F = (pV)H$ , где через  $p$  обозначен индуцированный магнитный момент макрочастицы, а через  $H$  — невозмущенное локальное внешнее поле, вызванное током, идущим по соленоиду. Если групповая скорость  $v = (LC)^{-1/2}$  ( $L$  и  $C$  — линейные индуктивность и емкость линии) меняется вдоль линии так, что она всегда совпадает со скоростью снаряда, будет иметь место непрерывное ускорение. Однородное продольное статическое магнитное поле  $B_0$  должно быть предусмотрено сначала как в ускорителе, так и в инжекторе.

Можно показать, что наиболее удобной формой снаряда является тороид; определение различных параметров линии, величины передачи энергии снаряду от линии, условий стабильности снаряда, максимального давления, допустимого в ускорительной трубке, легко можно провести, следуя методу, примененному в работе <sup>20</sup> для анализа очень сходной задачи.

Ш. Мезонье

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. H. Shelton, C. D. Hendricks, Jr., and R. F. Wuerker, J. Appl. Phys. **31**, 1243 (1960).
2. J. F. Frichtenicht, Rev. Sci. Instr. **33**, 209 (1962).
3. J. F. Vedder, Rev. Sci. Instr. **34**, 1175 (1963).
4. A. K. Mukhamedzhanov, Planet. Space Sci. **11**, 1485 (1963).
5. Proc. of Hyper-Velocity Techniques Symposium (Institute of the Aeronautical Sciences, New York, October 1960).
6. E. R. Harrison, Macron Accelerators, NIRL (M) 60, Rutherford High Energy Lab., Chilton, Didcot, Berks., April 1964.
7. F. Prevot et al., Formation de Plasma à Partir de Corpuscules de Matière Condensée (1964). Unpublished Report, C.E.N. de Fontenayaux-Roses (1964).
8. E. I. Andriankin and Yu. S. Stepanov, Planet. Space Sci. **11**, 1365 (1963).
9. F. Winterberg, Zeits. Naturforsch. **19a**, 231 (1964).
10. Proc. of the 2nd Conference on the Exploding Wire Phenomenon (Boston, 1964).
11. E. R. Harrison, Phys. Rev. Letts. **11**, 535 (1963).
12. Ch. Maisonnier et al., Nuclear Fusion, стр. 727, Supplement, ч. 2 (1962).
13. Ch. Maisonnier, On the Local Heating of DT Ions by Charged Fusion Products, Unpublished Report, Laboratorio Gas Ionizzati, Frascati (1961).
14. J. G. Linhart, Unpublished Report, Laboratorio Gas Ionizzati, Frascati (1960).
15. J. P. Somon, Propagation d'une réaction de fusion à partir d'un point chaud, Unpublished Report, Laboratorio Gas Ionizzati, Frascati (1964).
16. F. Herlach et al., Internal Report, L.G.I. 63/23, Laboratorio Gas Ionizzati, Frascati (1963).
17. C. Goulan, Ch. Maisonnier and M. Sawuelli, Internal Report, L.G.I. 65/30, Laboratorio Gas Ionizzati, Frascati (1965).
18. G. Lehner, J. G. Linhart and Ch. Maisonnier, Internal Report CNEN, RTI/FI (64) 2 (1964).
19. Y. B. Kim, Phys. Today (September 1964), стр. 21.
20. Ch. Maisonnier, Internal Report, L.G.I. 64/21, Laboratorio Gas Ionizzati, Frascati (1964).