

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СВЕРХСЖАТИЯ ВЕЩЕСТВА РЕАКТИВНЫМ ДАВЛЕНИЕМ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ МИКРОКРИТИЧЕСКИХ МАСС ДЕЛЯЩЕГОСЯ ВЕЩЕСТВА, ПОЛУЧЕНИЯ СВЕРХСИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ

Г. А. Аскаръян, В. А. Намиот, М. С. Рабинович

Рассмотрено получение очень малых критических масс делящегося вещества при сверхсжатии реактивным давлением от высокотемпературного испарения вещества. Указаны возможности использования таких микрокритических масс для получения импульсных потоков нейтронов, нейтрино и др.

Показана возможность получения сверхсильных магнитных полей ($\gtrsim 10^9$ э) при сверхсжатии вещества и ускорения частиц.

При испарении вещества под действием мощного излучения и тока могут быть получены колоссальные свето-реактивные давления [1].

В последнее время большое внимание уделяется идее [2] увеличения термоядерного выхода при сверхплотном сжатии водорода свето-реактивным давлением.

В данной статье предлагается использовать такое сверхсжатие вещества для решения двух других проблем – получения микроскопических критических масс делящихся тяжелых элементов из-за более эффективного размножения нейтронов при увеличении плотности делящегося вещества, получения сверхсильных магнитных полей и ускорения частиц.

1. Получение микрокритических масс делящегося вещества

Поскольку пробег нейтрона до размножения $l_f \approx 1 / n_i \sigma_f$, где n_i – плотность ядер и σ_f – сечение реакции деления, то увеличение концентрации вещества может резко увеличить эффективность использования нейтронов деления, уменьшив тем самым критические размеры $L_{кр} \sim l_f \sim 1 / n_i$ и критические массы ($M_{кр} \sim n l_f^3 \sim 1 / n_i^2$).

Допустим, что на поверхность частицы вещества, способного к делению, действует со всех сторон мощное лазерное излучение (в ряде случаев выгоднее и удобнее реализовать воздействие лазера на так

называемое абляционное покрытие — нанесенного на поверхности делящегося тела слоя вещества, дающего оптимальное светореактивное давление).

Давление при испарении [1]

$$p \approx \dot{M} v_{\text{истеч}} \approx [l / (\lambda + v^2)] v \approx (l / v) \sim l^{2/3} \rho^{1/3},$$

где λ — удельная теплота испарения и ионизации, v — скорость истечения, ρ — плотность вещества. Например, при стократном сжатии получим $p \approx 10^{11}$ атм при $l \approx 10^{17}$ вт/см², что соответствует, например, энерговыделению $Q \approx 10^2$ кдж за 10^{-9} сек, на площади $\sim 10^{-3}$ см².

Такое давление в случае вырожденного электронного газа соответствует концентрациям ядер.

$$n_i \approx \left(\rho \frac{m}{\hbar^2} \right)^{3/5} \frac{1}{Z_{\text{эфф}}} \approx 10^{25} \text{ ион/см}^3,$$

где $Z_{\text{эфф}} \approx 10$ при ионизации двух верхних электронных оболочек при не очень высоких температурах $T_e \lesssim 500$ эв. При таких концентрациях ядер пробег нейтронов до деления $\ell_f \sim 1/n_i$, $\sigma_f \approx 3 \cdot 10^{-2}$ см, так как обычно $\sigma_f \approx 1 + 2$ бн для интересующих нас энергий быстрых нейтронов и типов рабочего вещества).

Абляционное покрытие может быть использовано не только для уменьшения расхода делящегося вещества и увеличения давления испарения, но и для отражения нейтронов внутрь рабочего объема. Коэффициент отражения нейтронов от сверхсжатого абляционного покрытия (сделанного, например, из водорода, имеющего достаточно высокое сечение рассеяния нейтронов $\approx 1 + 3$ бн может быть сделан порядка единицы:

$$a \approx n_i \sigma_{rr} \ell,$$

где $\sigma_{rr} \approx 2$ бн и $n_i \approx 10^{26}$ ион/см³, $\ell \approx 3 \cdot 10^{-3}$ см. (Отметим, что при тех же давлениях концентрация ядер в сжатой водородной облицовке может превосходить на порядок концентрацию ядер сжатого делящегося вещества из-за лучшей сжимаемости водорода).

Оценку размножения нейтронов можно провести из упрощенного уравнения:

$$R \frac{dn_n}{dt} = R \nu n_i n_n \int [\sigma_f(v_n) - \sigma_a(v_n)] f(v_n) v_n dv_n - n_n \int v_n f(v_n) dv_n,$$

где $\nu = \nu_0 - 1$ — избыточный коэффициент размножения, $f(v_n)$ — функция распределения нейтронов по энергиям, σ_f — сечение деления и σ_a — сечение погло-

щения без деления, т.е. ¹

$$R \frac{dn_n}{dt} = R \nu n_i n_n \overline{\sigma_f v} - 3 n_n \nu_n$$

т.е. условие надкритичности

$$R_{кр} \approx 3 / \nu n_i \sigma_f.$$

С учетом отражения нейтронов

$$R_{кр} = 3(1 - \alpha) / \nu n_i \sigma_f \text{эфф.}$$

где коэффициент отражения $\alpha \approx n_i \sigma_{tr} \ell \sim 1$;

Эти оценки показывают, что можно получить критические размеры $R_{кр} \sim 10^{-2}$ см и массу $M_{кр} \sim 10^{-2}$ г, что соответствует при однопроцентной доле прореагировавших ядер энерговыделению $\sim 10^7$ Дж, что во много раз превосходит энергию, потраченную при сжатии вещества ($\approx 10^2$ кДж).

Время энерговыделения от нейтронной лавины $\tau_n \approx K / n_i \sigma_f \nu_n$ т.е. $\tau \sim 2K \cdot 10^{-11}$ сек, например, при числе последних, наиболее существенных для энерговыделения поколений $K \approx 3$ получим $\tau \approx 6 \cdot 10^{-11}$ сек.

Разлетное время $\tau \gtrsim a \sqrt{\rho / p} \gtrsim a \sqrt{4\rho \sigma^3 / Q} = a^{5/2} \sqrt{4\rho / Q} \sim 10^{-10}$ сек превышает время конца лавины и не успевает ослабить эффективность ее развития.

Импульсные микрокритические массы могут быть использованы для получения импульсных нейтронных и нейтринных потоков большой мощности ($\sim 10^{17}$ нейтронов за 10^{-10} сек), представляющих интерес для ряда физических экспериментов. ¹

2. Получение сверхсильных магнитных полей

при сверхсжатии вещества реактивным давлением

Сильное сжатие вещества может быть использовано для сжатия магнитного поля, вмороженного в вещество или находящегося в полости внутри вещества, подвергающегося сжатию (аналогично предложенному академиком Сахаровым взрывному методу получения сильных магнитных полей [4]). Большая величина давления испарения $10^{11} \div 10^{12}$ атм по противодействию эквивалентна напряженности магнитного поля $H \approx \sqrt{8\pi p} \approx 3 \cdot 10^9$ э, однако реальная достижимая величина H определяется из геометрии сжатия вещества. В случае сжатия сплошного тела изменение сечения $S_0 / S \approx (n / n_0)^{2/3} \approx 10^3$ при изменении концентрации в $3 \cdot 10^4$ раз. Считая поток неизменным, получим усиление поля $H / H_0 \approx S_0 / S \approx 10^3$, что при начальных полях $10^5 + 10^6$ э дает $H \approx 10^8 + 10^9$ э.

Малые времена сжатия ($\lesssim 10^{-10}$ сек) и большие температуры ($T \sim 1 + 3$ кэв) делают скин-время $t \approx 4\pi\sigma R^2 / c^2 \approx 10^{-7}$ сек $\gg \gg t_{\text{схлоп}}$ (при $\sigma \sim AT^{3/2} \sim 10^{17}$ CGSE и $R \approx 10^{-2}$ см), т.е. магнитное

поле не успевает диффундировать из вещества при сжатии. Большие коэффициенты сжатия сечения можно достигнуть при сжатии полого тела.

Большие индукционные электрические поля $E \sim R\dot{H}/2c \approx 10^9$ в/см могут обеспечить вблизи поверхности ускорение электронов и ионов до энергий $\mathcal{E} \approx ZeNR \approx 3Z\Gamma\varepsilon v$ при сжатии до полей $H \sim 10^9$ э (где Z — эффективный заряд частицы).

Авторы выражают благодарность академикам Л.А. Арцимовичу, М.А.Маркову и А.М.Прохорову за содействие в развитии данной работы.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
1 августа 1972 г.

20 апреля 1973 г.

Литература

- [1] Г.А.Аскарьян, Е.М.Мороз. ЖЭТФ, 43, 2319, 1962.
- [2] Э.Теллер. Доклад на 7 конференции по квантовой электронике. Монреаль, май, 1972 .
- [3] Сиборг, Блом. УФН, январь 1972 г., стр. 85.
- [4] А.Д.Сахаров. УФН, 88, 725, 1966; Я.П.Терлецкий. ЖТФ, 32, 387, 1957.