

МЕЗОНЫ И НЕЙТРИНО ПРИ СВЕРХСЖАТИИ. КУМУЛЯТИВНОЕ И ИНДУКЦИОННОЕ УВЕЛИЧЕНИЕ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦ ДО МЕЗОННЫХ ПРИ МИКРОВСПЫШКАХ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ

Г. А. Аскаръян

Рассмотрены возможности генерации мезонов и нейтрино при сверхсжатии путем повышения энергий частиц при вспышках энерговыделения, обеспечивающих схлопывание потоков разлетающейся плазмы, сжатие магнитного поля и индукционное ускорение частиц, а также при индукционном сжатии мощных ионных потоков.

1. Недавно было предложено получение микровспышек термоядерной (ТЯ) [1] и ядерной (Я) энергии [2] при сверхсжатии [1] малых частиц вещества абляционным давлением [3] при воздействии светового или корпускулярного потока.

В данной работе анализируются возможности получения нейтринного излучения и мезонных температур при таких вспышках энергии.

Для ТЯ и Я вспышек при сверхсжатии обычно полагают число актов $\sim 10^{20}$, что позволяет оценить полное число нейтрино.

В случае Я [2] образуются β -активные осколки, излучающие нейтрино (примерно 6 нейтрино на цепь распада) за время порядка минут, со средней энергией $2 \div 3$ МэВ, и малое время сверхсжатия не дает преимуществ перед использованием импульсных реакторов. При использовании нейтронного излучения ТЯ и Я вспышек можно получить β -активные изотопы, дающие более энергичные нейтрино и распадающиеся более быстро, например, при реакциях $\text{Li}^7 (n, \gamma) \text{Li}^8$; $\text{Li}^8 - \beta$ -активный с периодом полураспада ~ 1 сек дает нейтрино со средней энергией $\sim 6 \div 7$ МэВ и максимальной энергией ~ 13 МэВ.

Хотя возможно увеличение эффективности этих вариантов излучателя нейтрино (с использованием одновременного сверхсжатия излучающего центра, слоя замедлителя нейтронов – для увеличения сечения образования Li^8 и слоя Li^7 с последующим переносом в блок с защитой – эти схемы были обсуждены нами совместно с В. А. Намиотом и Г. В. Дзимогацким в 1975 г.), основной недостаток этих перечисленных вариантов – малые энергии нейтрино и длительные вспышки. Нейтрино

этих энергий имеет очень малые сечения взаимодействия с веществом и редкие акты их взаимодействия дают малые энерговыделения, что затрудняет их регистрацию. В этом отношении гораздо более интересны нейтрино, получаемые с помощью пучков частиц, например, при реакции $p + \text{мишень} \rightarrow \pi \rightarrow \mu + \nu + 30 \text{ МэВ}$; $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu} + 100 \text{ МэВ}$, дающие энергию нейтрино гораздо большую, более нескольких десятков и сотен МэВ.

В данной работе мы рассмотрим возможности реализации такого пучкового варианта генерации мезонов и нейтрино в условиях сверхсжатия.

Предположим, что при абляционном воздействии и инерционном поджати получен сверхсжатый слой, имеющий вид тонкой полый оболочки радиуса a , и в нем происходит вспышка энерговыделения и слой начинает разлетаться внутрь и во вне со скоростями порядка $v \sim 2c_s / (\gamma - 1)$; c_s — скорость звука в ядерно нагретом слое. Обычно при вспышках энерговыделения при сверхсжатии получают температуры до или порядка МэВ. С помощью кумуляции внутрь можно реально увеличить температуры и плотности в десятки раз, однако, плохая точность схождения, малое разлетное время и малая доля существования вещества в стадии нагретого фокуса побудили нас искать и иные варианты увеличения температуры.

Рассмотрим возможности использования сильных магнитных и индукционных полей для объемного ускорения частиц плазмы при сверхсжатии. Отметим, что при вспышках энергий можно получить из-за резкого увеличения давления предельные магнитные поля $H \approx \sqrt{8\pi\epsilon} \gg 10^{11}$ э при $n \approx 10^{27} \text{ см}^{-3}$; и $\epsilon \approx \text{МэВ}$, т. е. гораздо большие, чем поля [2] при сжатии абляционным давлением.

Допустим, что при сжатии сферического или цилиндрического слоя радиуса a_0 , внутри которого находилось менее плотное вещество и на которое было наложено магнитное поле $H_0 \lesssim 10^6$ э, было получено уменьшение радиуса на порядок, внутри сверхсжатого слоя толщиной $a_1 \approx 10^{-2} \text{ см}$ и с концентрацией $n \sim 10^{27} \text{ см}^{-3}$ зажато вещество с $n \lesssim 10^{25} \text{ см}^{-3}$ и магнитным полем $H_1 \approx H_0 a_0^2 / a_1^2 \approx 10^8$ э. При вспышке энерговыделения в слое при разлете внутрь будет происходить дальнейшее сжатие вещества и поля (индукционный нагрев вещества аналогичен нагреву при схлопывании лайнера, сжимающего магнитный поток с плазмой). При задании закона движения стенок $a(t)$ и условии замороженности магнитного поля $\Phi = \pi a^2 H = \text{const}$ получим индукционные поля

$$E(r, a(t)) \approx \frac{1}{2c} r H_1 a_1^2 \frac{d}{dt} \frac{1}{a^2(t)} \approx 10^7 \text{ CGSE},$$

которые вызовут ускорение частиц.

Прежде всего отметим, что ввиду высоких стартовых температур при вспышке ($T \sim \text{МэВ}$) можно пренебречь столкновениями частиц и рассматривать ускорение квазисвободных частиц в нарастающем во времени магнитном поле. Действительно, частота столкновений $\nu(t) \approx n \sigma_s v < \nu/a$, где сечение рассеяния при ядерном и кулоновском взаимодействии $\sigma_s \ll b_n$ при $T \sim \text{МэВ}$. Для $n \approx 10^{25} \text{ см}^{-3}$ и $v \approx 10^9 \text{ см/сек}$

$\nu \approx 10^{10} \text{сек}^{-1}$, в то время, как время сжатия $a/\nu \approx 10^{-2}/10^9 \approx 10^{-11} \text{сек}$, а период ларморова вращения $T = 2\pi m_2 c/eH < 10^{-12} \text{сек}$. Это соблюдение адиабатичности процессов ускорения дает условие набора энергии $w/H \approx \text{const}$, что при сжатии радиуса на порядок дает увеличение энергии

$$w_2 \approx w_1 H_2/H_1 \approx w_1 a_1^2/a_2^2 \approx 10^2 w_1 \quad \text{при} \quad a_2 \approx 0,1 a_1.$$

Т. е. могут быть получены энергии ядерных частиц порядка сотни МэВ, близкие к порогу рождения мезонов. Отметим, что условия "просвиста" ускорения осуществляются практически для всей массы частиц.

Магнитное поле, замороженное внешнее и внутреннее замкнутое, может облегчить получение сверхсжатия полого слоя, сыграв роль магнитной стенки, к которой прижимается слой, причем, подбором начального распределения поля по радиусу (более сильное внутри и слабее в слое) можно незаметно повысить упругость слоя, но в то же время создать внутри "магнитную наковальню", действующую по всем направлениям (продольная упругость создается замкнутыми полями).

Магнитное поле не ухудшит эффективности и симметрии сверхсжатия вещества, если не будет заметно уменьшать теплопроводность и переход тепла от короны, где выделяется тепло, к поверхности испаряющегося ядра частицы. В случае электронной теплопроводности это условие $\omega H_0 < \nu$ соблюдается для $H_0 < 10^6 \text{э}$ при значениях в короне $n_c \approx 10^{21} \text{см}^{-3}$ и температуре $\approx \text{кэВ}$ даже для $Z \approx 1$. Поскольку при сжатии сердцевины увеличивается ее расстояние до короны, то, несмотря на увеличение магнитного поля в сердцевине, ее рассеянное магнитное поле в области короны

$$H_c \sim M/r^3 \sim H a^3/r^3 \sim a, \quad \text{так как} \quad H a^2 \approx \text{const},$$

т. е. оно уменьшается при сжатии поля в сердцевине. При этом увеличение H при приближении к центру не существенно, т. к. оно компенсируется увеличением плотности и уменьшением температуры, так что $\omega H \tau_s$ меняется слабо. Использование больших n_c , больших Z и переход к лучистой теплопроводности позволяет еще более увеличить H_0 .

Отметим, что увеличение магнитного поля в сердцевине существенно уменьшает теплопроводность внутри при энергиях $1 \div 100 \text{МэВ}$ и позволяет сохранить тепло от ухода в слой плотного сжимающего слоя. Для цилиндрической геометрии этого достаточно для полной изоляции, в квазисферическом случае необходимы локальные поджатия поля — пробки на входе и выходе силовых линий (аналог магнитной ловушки), ограничивающие уход тепла вдоль силовых линий.

Весьма существенно, что в рассматриваемой модели ускоренные частицы могут испытывать встречные столкновения, когда ларморовы витки вращения касаются друг друга, находясь в одной плоскости. Это увеличивает эффективную энергию и сечение рождения мезонов может доходить до десятков мбн [4]. При этом число рождающихся пионов будет $N_\pi \sim n^2 \sigma_\pi \nu t \left(\frac{4\pi}{3}\right) a^3 \approx 10^{18}$ за время $t_2 \approx 10^{-11} \text{сек}$, т. е. может быть соизмеримо с числом частиц в сверхжате области.

При разлете, за времена $\tau_{\pi} \sim 10^{-8}$ сек, пионы распадаются и образуют облако μ -мезонов и нейтрино, μ -мезоны при распаде или взаимодействии дадут вспышку нейтрино с энергией ≈ 100 МэВ длительностью $\tau_{\mu} \approx 10^{-6}$ сек; нейтринная вспышка с мощностью $\dot{N}_{\nu} \approx N_{0,\pi} \times$

$$\times \left\{ \frac{1}{\tau_{\pi}} e^{-t/\tau_{\pi}} + \frac{2}{\tau_{\mu} - \tau_{\pi}} \left[e^{-t/\tau_{\mu}} - e^{-t/\tau_{\pi}} \right] \right\} \approx 10^{26} \text{ нейтрино/сек,}$$

при полном числе нейтрино 10^{19} представляет интерес для многих областей нейтринной физики. Еще раз отметим, что эти нейтрино гораздо энергичнее, чем нейтрино от импульсных реакторов.

Сгусток мезонов также может быть использован для исследования мезонных реакций, для инъекции мезонов в ускорители и использования мезонов в прикладных областях.

2. Возможна мезонно-нейтринная вспышка при инъекции и сжатии мощных мегаамперных и мегавольтных ионных пучков [5] в сотни раз нарастающими во времени сильными магнитными полями (например, от $10^{3 \pm 5}$ до $10^{5 \pm 7}$ э [6]). Вспышка в этом случае будет во много раз слабее по интенсивности и гораздо более длительная (так как $\dot{N}_{\pi} \sim \sim N_i n_i$) если только быстро не сбросить индукционно ускоренные ионы на мишень. Еще меньшую вспышку дадут электронные пучки или кванты от них из-за малости сечения электро- и фоторождения мезонов.

В заключение автор выражает благодарность В.А.Намиоту и М.С.Рабиновичу за полезные обсуждения и М.А.Маркову за интерес к работе.

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

Поступила в редакцию
25 июля 1978 г.

Литература

- [1] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, C. Zimmerman. Nature, **289**, 139, 1972. Русск. пер. Ат. техн. за рубежом №3, стр. 21, 1972.
- [2] Г.А.Аскарьян, В.А.Намиот, М.С.Рабинович. Отчет ФИАН июль 1972; Письма в ЖЭТФ, **17**, 597, 1973.
- [3] Г.А.Аскарьян, Е.М.Мороз. ЖЭТФ, **43**, 2319, 1962.
- [4] В.Локк, Д.Миздей. Физика частиц промежуточных энергий. М., Атомиздат 1972 г.
- [5] R. Mahaffey, J. Pasour, J. Golden; C. A. Kapetanakis. Appl. Phys. Lett., **32**, №9, 1 May, 1978.
- [6] А.Д.Сахаров. УФН, **88**, 725, 1966.