Письма в ЖЭТФ, том 104, вып. 3, с. 184 – 186

О предельной светимости горячих точек в Z-пинчах

К. В. Чукбар[1)]

НИЦ "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия

Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 27 июня 2016 г.

Предложена простая универсальная оценка сверху интенсивности рентгеновского излучения из горячих точек в пинчах, аналогичная эддингтоновскому пределу светимости звезд. Обсуждено, насколько близки к теоретическому пределу результаты экспериментов на различных установках.

DOI: 10.7868/S0370274X1615008X

Так называемые горячие точки, образующиеся в перетяжках Z-пинчей, являются мощными (по некоторым параметрам – и рекордными) источниками рентгеновского излучения, используемыми с самыми разными целями: для литографии, рентгеноскопии, диагностики плазмы и пр. (см. обзоры [1, 2]). В конкретных задачах пытаются оптимизировать различные характеристики генерируемого рентгена, например, яркость, воспроизводимость, спектральный состав, но одним из ключевых потребных параметров во всех применениях можно считать полную мощность излучения или светимость L (в ваттах или эрг/с), особенно если принять во внимание, что эти излучающие объекты в указанных приложениях представляют собой именно точечные источники. И для оценки достигнутого успеха в повышении их светимости на тех или иных установках можно предложить универсальную характеристику задачи в виде простой и естественной оценки сверху $L_{\max}$. Ситуация аналогична известному эддингтоновскому пределу светимости звезд (см., например, [3]). Физической причиной для такого ограничения L является то, что с ее повышением в объекте-источнике растет плотность лучистой энергии U_γ вместе с давлением, производимым фотонным газом $P_\gamma \sim U_\gamma$ (для изотропного релятивистского газа, как известно, в этом балансе стоит коэффициент 1/3) на этот объект изнутри. Если же воздействие P_γ превысит некий порог, зависящий от внешних сил, удерживающих объект и формирующих его как таковой, то источник излучения будет "взорван" своей продукцией и прекратит существование.

Для подчеркивания отличия в формулах коротко повторим обычный вывод $L_{\max}$ в астрофизике [3]. Он основан на необходимости не превышать удерживающих шарообразную звезду гравитационных сил со стороны радиационного давления (ведь в звездной плазме, помимо фотонного, присутствуют и другие компоненты со своим давлением) и оценке светимости в режиме лучистой теплопроводности (т.е. источник излучения предполагается достаточно близким к чернотельному, причем с температурой, существенно меньшей внутренней):

$$P_\gamma < G\,\frac{\rho M}{R} \quad \bigwedge \quad L \sim cU_\gamma\,\frac{l}{R}\cdot R^2, \tag{1}$$

где G – гравитационная постоянная, M – масса звезды, ρ – ее массовая плотность, R – радиус, а l – так называемый росселандов пробег (см. [3] или, например, [4]). Если считать, что последний обратно пропорционален плотности вещества $l = \kappa/\rho$, то получается достаточно универсальное неравенство

$$L < L_{\max} \sim c\kappa GM. \tag{2}$$

Стандартно κ нормируют на томсоновское рассеяние на электронах.

Предлагаемая здесь оценка пинчевой $L_{\max}$ стартует с модификации обоих слагаемых в (1): удерживают горячую точку магнитные силы, перетяжка находится в так называемом беннетовском равновесии, а в излучении отсутствует малость l/R. Первое обстоятельство является характерным признаком именно Z-пинчей, второе предполагает достаточную объемность излучения и, согласно экспериментальным данным [1, 2], его спектры действительно весьма далеки от чернотельного. Теперь

$$P_\gamma < B^2 \sim \frac{I^2}{c^2R^2} \quad \bigwedge \quad L \sim cU_\gamma\cdot R^2, \tag{3}$$

где R – уже радиус перетяжки, причем ее длина считается того же порядка (и потому площадь поверх-

[1)]e-mail: Chukbar_KV@nrcki.ru

ности по-прежнему $\sim R^{2\ 2)}$), а I – ток, через нее текущий. В результате предел получается даже более универсальным

$$L < L_{\max} \sim \frac{I^2}{c}, \tag{4}$$

в СИ это просто $30I^2$ Вт (ток в амперах).

Конечно, для проявления силового давления γ-квантов на светящий объект необходимо, чтобы они все же взаимодействовали с другими – заряженными – компонентами, переносящими ток, т.е. длина их пробега в веществе не должна быть велика по сравнению с размером горячей точки $\ell \not\gg R$. Но это условие не представляется слишком обременительным, что подтверждают следующие оценки, в которых значения температур, концентраций ионов, зарядов их ядер, атомных весов и размеров перетяжек выбираются в виде $T \sim 1$ кэВ, $n_i \sim 10^{22}\,\text{см}^{-3}$, $z \sim 75$, $A \sim 200$ и $R \sim 10^{-3}$ см. Эти числа характерны для наиболее ярких источников рентгена (ср. [1, 2]): хорошо светит достаточно горячая, но плотная и тяжелая плазма. Во-первых, можно воспользоваться выведенной в [5] замечательной формулой для минимально возможного росселандова пробега

$$l_{\min} \approx 10^{17}\,\frac{T}{(z - z_i)n_i}\ [\text{см}]$$

(в таком виде представлена в [6]), где температура измеряется в электронвольтах, концентрация – в частицах в кубическом сантиметре, а z_i – просто степень ионизации ионов. Первопричина этого предела в поглощении в линиях, и буквенно он равен $\sim mcT/(e^2\hbar n_b)$, где n_b – концентрация связанных электронов. При выписанных параметрах $z - z_i \sim 40$ и $l_{\min} \sim 0.25R$, а в той же [5] показано, что настоящий росселанд в такой плотной и тяжелой плазме всего лишь в разы превышает свой минимум – и эта оценка заодно объясняет, почему излучение не чернотельно: его источник слишком мал, чтобы запереть кванты по–настоящему. Во-вторых, для силового воздействия на вещество совсем не обязательно ждать истинного – термодинамического – поглощения рентгеновских фотонов связанными электронами, из чего исходит формула для $l_{\min}$ (и вообще для росселандова пробега как такового). Поглощение в линиях, а, как правило, в излучении горячих точек доминируют именно они, может происходить в корональном пределе, без тушения возбуждения, приближаясь к эффективному рассеянию квантов (см. [7, 6]). Для наиболее интенсивных так называемых резонансных линий пробег фотонов в их центре при доплеровском уширении можно оценить (см. [4, 6, 7]) как

$$\ell = \frac{1}{n_i \sigma_l}, \quad \sigma_l \sim \frac{c^2}{\omega^2}\frac{\omega r_0}{v_{Ti}},$$

где ω – круговая (циклическая) частота линии, а r_0 – классический радиус электрона. Для киловольтных квантов в рассматриваемой плазме получается, что вообще $\ell \sim 10^{-3}R$.

Итак, основной результат настоящей работы – физический предел (4) представляется надежно установленным, и потому может использоваться как естественная шкала для оценки экспериментальных результатов (см. ниже). При этом следует иметь в виду два обстоятельства: 1) это буквенная оценка, допускающая свободу “поделить/умножить на π”; и 2) речь идет о токе, непосредственно идущем через горячую точку, что не всегда совпадает с полным током в цепи.

Понятно, что в физической практике наиболее интересны ограничения, не слишком далеко отстоящие от реальной жизни. Посмотрим, насколько близки к идеалу (4) светимости, достигнутые на современных установках. Разнообразие Z-пинчей огромно, но явным рекордсменом здесь являются так называемые X-пинчи [2], лидировавшая в прежние десятилетия вакуумная искра [1] им заметно уступает. Эти пинчи исследовались во многих лабораториях, но, судя по [2], самыми передовыми в декларируемом смысле являются результаты, полученные на установке XP. При пропускании тока, несколько превышающего 200 кА (и измерения магнитного поля позволяют сделать вывод о протекании через перетяжку его большой доли), сквозь вольфрамовую сборку было зафиксировано излучение в рентгене ~ 1 Дж за время ~ 10 пс или менее (опыты производились на пределе разрешения датчика), т.е. наблюдалось $L \sim 10^{11}$ Вт, что составляет около 10 % от нашего $L_{\max}$. Рекордные в абсолютном исчислении 10^{13} Вт, полученные на установке SATURN, в относительных единицах на порядок слабее, ибо там ток через пинч достигал 6 МА (правда, и гарантия его относительно полного протискивания через горячую точку здесь тоже слабее) – есть к чему стремиться. Видно, что представление экспериментальных успехов через проценты от теоретического идеала наглядно и эффективно.

Автор признателен Ю.Г. Калинину за важные обсуждения.

[2]Следует понимать, что оценка светимости горячей точки через эту площадь не противоречит предположению об объемном характере высвечивания: при незапертости квантов $U_\gamma \propto R$ [4].

1. K. N. Koshelev and N. R. Pereira, J. Appl. Phys. **69**, R21 (1991).
2. С. А. Пикуз, Т. А. Шелковенко, Д. А. Хаммер, Физика плазмы **41**, 445 (2015).
3. А. В. Засов, К. А. Постнов, *Общая астрофизика*, Век 2, Фрязино (2006).
4. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, М. (1966).
5. В. С. Имшенник, И. Н. Михайлов, М. М. Баско, С. В. Молодцов, ЖЭТФ **90**, 1669 (1986).
6. К. В. Чукбар, *Лекции по явлениям переноса в плазме*, ИД "Интеллект", Долгопрудный (2008).
7. В. А. Абрамов, В. И. Коган, В. С. Лисица, в сб. *Вопросы теории плазмы*, вып. 12, под ред. М. А. Леонтовича и Б. Б. Кадомцева, Энергоатомиздат, М. (1982), с. 114.