

УДК 538.222

ПРОБЛЕМА КУЛОНОВСКОГО КОЛЛАПСА ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ МИШЕНЯХ

© 2005 г. С. В. Адаменко¹, В. И. Высоцкий^{1,2}

¹Лаборатория электродинамических исследований “Протон-21”, Киев, Украина

²Киевский национальный университет им. Т. Шевченко, Киев, Украина

Поступила в редакцию 27.08.2004 г.

Рассмотрена эволюция частично ионизованной области с резкими границами (например, сферического слоя) в конденсированной мишени. Определены условия, при которых в процессе установления равновесия между кулоновским притяжением электронов и ионов и кинетическим давлением этих электронов в объеме слоя происходят дополнительное сжатие этой области и дополнительная ионизация атомов в ее объеме, что ведет к последующему этапу сжатия и ионизации. При таких условиях происходит синхронизованная самопроизвольная лавинообразная ионизация атомов до состояния “голых” ядер, а также металлизация и самосжатие слоя до состояния вырожденного электронного газа. Показано, что эти явления имеют место при наличии большого дрейфового импульса у газа электронов в объеме рассматриваемого ионизованного слоя.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема осуществления коллапса электронно-ядерной системы с последующими глобальными ядерными превращениями принадлежит к числу фундаментальных направлений современной науки. Ранее такая проблема рассматривалась в связи с глобальными явлениями астрофизики (гравитационный коллапс, образование нейтронных звезд, взрывы сверхновых [1, 2]). В экспериментах [3–7] было показано, что коллапс может быть успешно осуществлен в земной лаборатории при использовании оптимальных электронных драйверов. В состоянии коллапса было вовлечено макроскопическое количество вещества (не менее 10^{18} атомов), а не два отдельных ядра, как это планировалось в известных проектах на основе ускорителей тяжелых ионов с предельно большой энергии. Как показали детальные исследования [8], явление глобального самосжатия вещества может быть связано с кулоновским коллапсом электронно-ядерной системы (с процессом “падения электронов на ядро”). Для реализации такого коллапса необходимо предварительно сжать вещество до критической плотности, соответствующей вырожденному электронному газу со средней энергией 0.6–2 МэВ/электрон (минимальная энергия соответствует ядрам с зарядом $Z \approx 80–90$) [8]. Условие такого сверхсжатия мишени может выполняться при гравитационном коллапсе звезды, который предшествует кулоновскому коллапсу [1, 2, 8], но его очень трудно реализовать в лаборатории.

В настоящей работе рассмотрена другая концепция образования кулоновского коллапса, не

требующая предварительного сверхсжатия мишени. Кратко рассмотрим этот сценарий.

Начальная стадия состояния коллапса формируется в тонком частично ионизованном сферическом слое, содержащем N_0 нейтрализованных ионами электронов. Этот слой может быть создан за счет, например, ударной волны. Под действием сил поверхностного натяжения ионизованный слой с ускорением движется к центру мишени, одновременно увеличивая свою плотность. Синхронно с движением электронной волны движется область повышенной плотности ионов (ядер). При движении сферического слоя по невозмущенной твердотельной мишени на его переднем фронте происходит сжатие ионной (ядерной) компоненты вещества, нейтрализация заряда электронного слоя и образование электронно-ядерного коллапса. На заднем фронте бегущего слоя происходит разрушение коллапса, частичное восстановление структуры мишени и быстрое адиабатическое охлаждение продуктов ядерных превращений, что объясняет наблюдаемую особенность пространственной локализации синтезируемых элементов [3]. Из такой концепции следует, что в процесс ядерных превращений поочередно вовлекается весь объем вещества ($N_1 \gg N_0$ нуклонов), через который проходит сжимающийся до состояния коллапса сферический плазменный слой (самоуправляемая “волна-оболочка” [9]). Действие бегущего коллапса завершается в центре мишени формированием сферического коллапса, его инерционным удержанием, ядерными превращениями и распадом.

Ниже впервые показано, что решение проблемы нестационарного самосжатия части мишени

до состояния коллапса в объеме сферического слоя может быть связано с особенностями взаимодействия ограниченной системы квазисвободных электронов с ионной матрицей мишени, причем формальный старт процесса самосжатия не требует предварительного сверхкритического воздействия.

ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВЫРОЖДЕННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА С МИШЕНЬЮ

Рассмотрим процесс взаимодействия вырожденного электронного газа с ионизованной мишенью. Допустим, что в некоторой замкнутой области конденсированной мишени (в частности, в тонком сферическом слое около поверхности мишени со сферической симметрией) под действием внешнего возмущения (например, ударной волны) произошла ионизация части атомов. В этом случае в течение интервала времени, не превышающего времени рекомбинации электронов и ионов, в объеме слоя имеется свободный электронный газ с плотностью n_e и совокупность частично ионизованных атомов (ионов), нейтрализующих заряд электронов. Если температура этого газа будет меньше энергии Ферми, то в пределах слоя реализуется металлическая связь между этими электронами и ионами. Энергия такой системы определяется взаимодействием вырожденного электронного ферми-газа с ионами (ядрами) в каждой ячейке Вигнера–Зейтца и включает несколько компонент [8]: кулоновское линейное и нелинейное притяжения электронов (e) и ионов (n) $U_{Q(en)} = W_{Q(en)L}K_F + U_{Q(en)NL}$; взаимное кулоновское отталкивание электронов $U_{Q(ee)} = W_{Q(ee)}K_F$; обменное взаимодействие системы электронов $U_{ee,exch}$; кинетическое (фермиевское) давление электронного газа U_{eF} .

Здесь $W_{Q(en)}$ и $W_{Q(ee)}$ – полная кулоновская энергия взаимодействия электронов с ядром и другими электронами в пределах ячейки Вигнера–Зейтца с учетом их однородного распределения, но без учета влияния их движения на кулоновское взаимодействие;

$$K_F = \int_0^{p_F} (p^2 c^2 + m_e^2 c^4)^{1/2} p^2 dp / \pi^2 \hbar^3 n_e m_e c^2 - \quad (1)$$

коэффициент динамического увеличения величин $W_{Q(en)}$ и $W_{Q(ee)}$, связанный с наличием релятивистских эффектов при движении вырожденных электронов в пределах Ферми-слоя.

Кроме того, в начале процесса сжатия большое значение будут иметь корреляционные эффекты, приводящие к частичному экранированию поля ионов. Этот последний эффект можно

учесть, если использовать, например, формулу Nosieres and Pines [10]:

$$E_{ee,corr} = -(e^4 m / \hbar^2) (0.115 - 0.031 \ln r_s), \quad (2)$$

$$r_s = R/a_B = (m e^2 / \hbar^2) (4\pi/3)^{1/3} Z^{1/3} / n_e^{1/3},$$

определяющую корреляционную энергию в области значений $2 < r_s < 5$. Здесь $a_B = \hbar^2 / m e^2$ – радиус боровской орбиты, $R = (3/4\pi)^{1/3} Z^{1/3} / n_e^{1/3}$ – радиус ячейки Вигнера–Зейтца, определяемый из условия $(4\pi/3) R^3 n_e = Z$ для иона с зарядом Z .

При большой плотности вырожденного электронного газа (тем более, в случае вырожденного релятивистского газа) влияние эффектов корреляции может не учитываться. В итоге выражение для энергии электронной подсистемы ячейки Вигнера–Зейтца имеет вид:

$$U_{e\Sigma} = U_{Q(en)L} + U_{Q(ee)} + U_{ee,corr} + U_{Q(en)NL} +$$

$$+ U_{ee,exch} + U_{eF} = \{ Z m_e c^2 - (9/10) (4\pi/3)^{1/3} Z^{5/3} e^2 n_e^{1/3} +$$

$$+ (e^4 m / \hbar^2) (-0.115 + 0.031 \times$$

$$\times \ln[(e^2 m / \hbar^2) (4\pi/3)^{1/3} Z^{1/3} / n_e^{1/3}] \} K_F -$$

$$- [3(3\pi^2)^{1/3} / 4\pi] Z e^2 n_e^{1/3} - Z m_e c^2 +$$

$$+ [8\pi Z^{7/3} e^4 (3/4\pi)^{1/3} / 7 m_e c^2] n_e^{2/3}. \quad (3)$$

На рис. 1 представлена зависимость этой энергии для ионов с зарядами $Z^* = 1, 2, 3, 4$. При увеличении кратности ионизации Z^* атома происходят два основных эффекта: смещение положения минимума, определяющего устойчивое состояние этой системы, в сторону увеличения плотности электронов $n_{e(Z^*)}$ (а в итоге – и плотности ионов); резкое увеличение глубины потенциальной ямы, определяющей положение устойчивого равновесия системы электронов и ионов соответствующей кратности.

Из полученных результатов следует, что устойчивый минимум этой системы зависит от кратности иона. В частности, при $Z^* = 1$ имеем $n_{e(Z^*=1)} \approx 10^{23} \text{ см}^{-3}$, что соответствует типичной концентрации электронов при металлической связи. При увеличении кратности ионизации равновесная концентрация электронов возрастает: при $Z^* = 2, 3, 4$ имеем $n_{e(Z^*=2)} \approx 3 \times 10^{23} \text{ см}^{-3}$, $n_{e(Z^*=3)} \approx 6 \times 10^{24} \text{ см}^{-3}$, $n_{e(Z^*=4)} \approx 10^{25} \text{ см}^{-3}$.

Такая же закономерность (смещение положения минимума энергии и увеличение его глубины) будет иметь место при более значительном увеличении Z^* (рис. 2). Например, для железа имеем $n_{e(Z^*=26)} \approx 3 \times 10^{26} \text{ см}^{-3}$, а для урана с $Z = 92$ находим $n_{e(Z^*=92)} \approx 4 \times 10^{27} \text{ см}^{-3}$. Из этих соотношений следует важный вывод: если мы создали систему со степенью ионизации Z^* , но ее плотность n_e в момент создания была меньше оптимального значе-

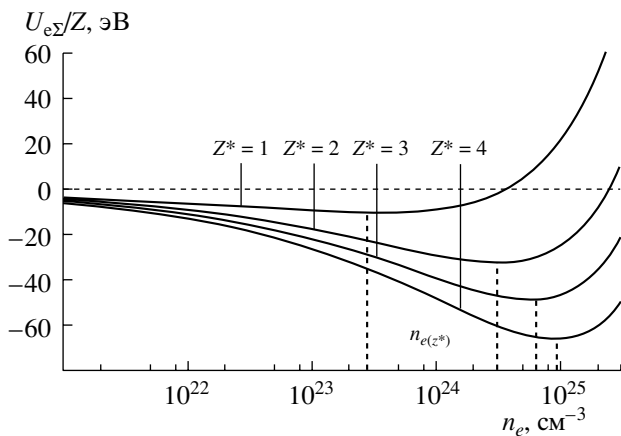


Рис. 1. Энергия взаимодействия между газом вырожденных электронов и ионами с небольшим зарядом в ячейке Вигнера–Зейтца. Штриховые линии показывают устойчивые состояния частично ионизованной мишени с данной степенью ионизации Z^* .

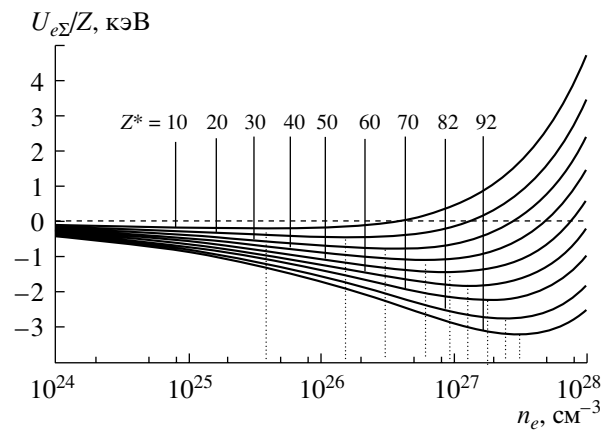


Рис. 2. Энергия взаимодействия между газом вырожденных электронов и ионами с большим зарядом в ячейке Вигнера–Зейтца.

ния $n_{e(Z^*)}$, соответствующего Z^* , то в мишени будет происходить быстрое самосжатие рассматриваемой области до оптимальной плотности $n_{e(Z^*)}$.

Рассмотренные выше особенности деформации мишени при изменении зарядового состояния ее электронно-ядерной системы позволяют поставить закономерный вопрос – возможна ли реализация цепной ионизации мишени? Такой цепной процесс соответствует ситуации, когда при самосжатии мишени от начального неустойчивого состояния с электронной плотностью n_e до устойчивого состояния с плотностью $n_{e(Z^*)} > n_e$, соответствующего конкретному значению Z^* , происходит такая деформация среды, которая ведет к увеличению кратности ионизации до величины $(Z^* + \Delta Z^*)$, которой, в свою очередь, соответствует более высокая оптимальная плотность $n_{e(Z^* + \Delta Z^*)}$.

Очевидно, что если такой эффект с положительной обратной связью является возможным, то самосжатие мишени принимает лавинообразный характер. Для этого достаточно создать небольшую начальную ионизацию мишени (малое значение Z^*), после чего среда сама начнет ионизоваться до $Z^* + 1$ и сжиматься до $n_{e(Z^* + 1)}$, затем деформация приведет к увеличению кратности ионизации до $Z^* + 2$, а плотности электронов – до $n_{e(Z^* + 2)}$ и т.д. В результате такого лавинообразного взаимного стимулирования процессов ионизации и деформации зарядовое состояние мишени быстро достигнет характеристик, соответствующих максимальной (полной) ионизации с $Z^* = Z$, а мишень будет представлять собой плазму, сжатую до $n_{e(Z)}$.

Оценки показывают, что в “обычных” мишенях такой процесс невозможен. Для этого достаточно определить плотности ионов $n_{icr} \approx 0.5Z^*(m_e e^2 / \hbar^2)^3 \approx 0.5 \times 10^{25} Z^* \text{ см}^{-3}$ и электронов $n_{ecr} \approx Z^* n_{icr} \approx 0.5 \times$

$\times 10^{25} (Z^*)^2 \text{ см}^{-3}$, при которой происходит разрушение очередной атомной оболочки с зарядом $Z^* \leq Z$ и коллективизация ее электронов [11]. В частности, порог образования иона с $Z^* = 2, 3, 4$ равен, соответственно, $n_{ecr(Z^*=2)} \approx 2 \times 10^{25} \text{ см}^{-3}$, $n_{ecr(Z^*=3)} \approx 5 \times 10^{25} \text{ см}^{-3}$, $n_{ecr(Z^*=4)} \approx 8 \times 10^{25} \text{ см}^{-3}$. Для глубоких уровней многократных ионов с $Z^* \approx Z > 70-80$ пороговая плотность разрушения оболочки равна $n_{ecr} \approx 10Z^* n_{icr} \approx 0.5 \times 10^{26} (Z^*)^2 \text{ см}^{-3}$. Для полной ионизации железа с $Z^* = Z_{\max} = 26$ находим $n_{ecr(Z^*=26)} \approx 3 \times 10^{27} \text{ см}^{-3}$, а для урана ($Z^* = 92$) получаем $n_{ecr(Z^*=92)} \approx 4 \times 10^{29} \text{ см}^{-3}$.

Из этих оценок видно, что плотность электронов $n_{e(Z^*)}$ в ионизированном веществе, которая соответствует устойчивому состоянию иона с зарядом Z^* , в 10–100 раз меньше той критической плотности $n_{ecr(Z^*)}$, при которой из-за самосжатия релаксирующей к устойчивому состоянию матрицы образуется ион с более высоким зарядом $Z^* + 1$. Причина такой устойчивости обусловлена тем, что сжатие металла при частичной ионизации происходит до такой граничной электронной плотности $n_{e(Z^*)}$, при которой притяжение электронов к ядрам в объеме ячейки Вигнера–Зейтца уравнивается кинетическим (фермиевским) давлением газа вырожденных электронов.

Анализ показывает, что несмотря на очевидность такого вывода, он не является окончательным, поскольку получен при определенных условиях. В частности, условие равновесия характеризует состояние ферми-газа с равным нулю средним импульсом электронов (хотя при этом средний квадрат импульса оказывается очень большим). В статическом случае это условие соответствует устойчивому состоянию вещества.

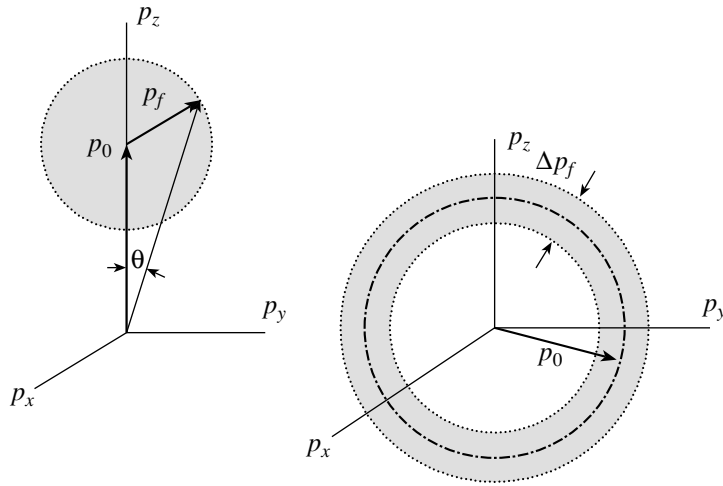


Рис. 3. Сдвиг ферми-сферы (а) и формироование сферического ферми-слоя (б) при наличии однонаправленного (а) и сфпрически-симметричного (б) дрейфового импульса p_0 газа вырожденных электронов.

ЭВОЛЮЦИЯ ДВИЖУЩЕГОСЯ ФЕРМИ-ГАЗА ЭЛЕКТРОНОВ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ МИШНЯХ

Несложно убедиться, что в динамических системах (при наличии отличного от нуля импульса дрейфового движения) условием равновесия можно управлять и тем самым обеспечить выполнение условия неустойчивости металла относительно процесса самосжатия и процесса превращения любого материала в полностью ионизованную плазму.

Рассмотрим следующую модель. Пусть у нас имеется вырожденный электронный газ с плотностью n_e . Если нейтрализующие этот газ ядра находятся в максимально устойчивом (упорядоченном) состоянии, то квазинепрерывное распределение импульсов и энергии в каждой из ячеек Вигнера–Зейтца задается распределением Ферми с граничным импульсом p_F . Что произойдет, если движение всех электронов будет определяться одновременным сочетанием квазинепрерывно распределенных импульсов, направление и величина которых соответствует вырожденному ферми-газу, и дрейфового импульса электронов $\mathbf{p}_0 = \gamma m \mathbf{v}_0$?

В сопутствующей системе координат (движущейся со скоростью \mathbf{v}_0) электроны заселяют все уровни энергии от $p_{\min} = 0$ до $p_{\max} = p_F = (3\pi^2 \hbar^3 n_e)^{1/3}$. В случае дрейфа в одном направлении происходит сдвиг ферми-сферы на величину импульса дрейфа p_0 (рис. 3а).

В дальнейшем будем рассматривать реальный процесс симметричного радиального сжатия сферического слоя объемом $V = N_0 V_0$, в котором находится $N_F = ZN_0$ электронов и N_0 ядер. Здесь $V_0 = V/N_0$ – объем ячейки Вигнера–Зейтца. В этом случае вырожденные электроны в объеме сферического слоя имеют, кроме случайно ориентированных фермиевских компонент импульса, также упо-

рядоченную радиальную компоненту $\mathbf{p}_0 = \gamma m v_0 \mathbf{e}_r$, направленную к центру системы и одинаковую по величине для всех углов θ и ϕ (рис. 3б).

Рассмотрим случай достаточно большого радиального импульса дрейфа $p_0 > (3\pi^2 \hbar^3 n_e)^{1/3}$.

В лабораторной системе импульсы электронов в пределах ферми-слоя толщиной $\Delta p_F(\theta, \phi, p_0)$ распределены в интервале от $p_0(\theta, \phi) - \Delta p_F(\theta, \phi, p_0)/2$ до $p_0(\theta, \phi) + \Delta p_F(\theta, \phi, p_0)/2$. Полное число занятых состояний в объеме V определяется соотношением

$$N_F = 2 \int d^3 x \int d^3 p / (2\pi \hbar)^3 =$$

$$= 2V \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \sin \vartheta d\vartheta \int_{p_0(\theta, \phi) - \Delta p_F(\theta, \phi, p_0)/2}^{p_0(\theta, \phi) + \Delta p_F(\theta, \phi, p_0)/2} p^2 dp / (2\pi \hbar)^3 = (4)$$

$$= N_0 V_0 [p_0^2 \Delta p_F(p_0) + (\Delta p_F(p_0))^3 / 12] / \pi^2 \hbar^3.$$

Из этого выражения следует уравнение связи между концентрацией вырожденных электронов $n_e = Z/V_0$ и граничным импульсом

$$(\Delta p_F(p_0))^3 + 12 p_0^2 \Delta p_F(p_0) = 12 \pi^2 \hbar^3 n_e, \quad (5)$$

а также выражение для величины граничного импульса

$$p_F(p_0) = p_0 + \Delta p_F(p_0)/2. \quad (6)$$

Здесь $\Delta p_F(p_0) = \{(6\pi^2 \hbar^3 n_e) + [(6\pi^2 \hbar^3 n_e)^2 + 64 p_0^6]^{1/2}\}^{1/3} + \{(6\pi^2 \hbar^3 n_e) - [(6\pi^2 \hbar^3 n_e)^2 + 64 p_0^6]^{1/2}\}^{1/3}$.

Рассмотрим два крайних случая, соответствующих разной величине импульса дрейфа.

В случае, когда дрейфовый импульс p_0 незначительно превышает $\Delta p_F/2$ (т. е. при условии $p_0 \geq (3\pi^2 \hbar^3 n_e)^{1/3}$), из (6) имеем:

$$p_F = (3\pi^2)^{1/3} \hbar n_e^{1/3} + p_0^3/3(2\pi^2)^{2/3} \hbar^2 n_e^{2/3} \quad (7)$$

Этому значению p_F соответствует граничная (фермиевская) энергия

$$E_F = p_F^2/2m = (3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 n_e^{2/3} (1 + 2p_0^3/9\pi^2 \hbar^3 n_e)/2m \quad (8)$$

для нерелятивистского вырожденного электронного газа и

$$E_F = p_F c = (3\pi^2)^{1/3} \hbar c n_e^{1/3} (1 + p_0^3/9\pi^2 \hbar^3 n_e) \quad (9)$$

для сверхрелятивистского газа.

В другом предельном случае (при большом импульсе $p_0 \gg (3\pi^2 \hbar^3 n_e)^{1/3}$) из (6) находим:

$$p_F(p_0) = p_0 [1 + \pi^2 \hbar^3 n_e / 2p_0^3]. \quad (10)$$

Этому значению p_F соответствует фермиевская энергия

$$E_F = p_F c = p_0 c [1 + \pi^2 \hbar^3 n_e / p_0^3] \quad (11)$$

для сверхрелятивистского газа.

Полная кинетическая энергия электронов в объеме одной ячейки Вигнера–Зейтца равна:

$$U_{eF} = \int_{p_0 - \Delta p_F(p_0)/2}^{p_0 + \Delta p_F(p_0)/2} (V_0/\pi^2 \hbar^3) [(p^2 c^2 + m_e^2 c^4)^{1/2} - m_e c^2] p^2 dp = Z m_e c^2 [K_F(p_1, p_2) - 1], \quad (12)$$

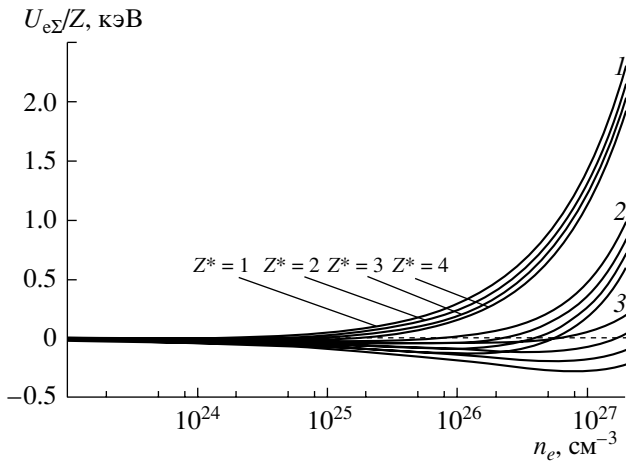


Рис. 4. Зависимость энергии взаимодействия газа вырожденных электронов и ионов с малой кратностью ионизации Z^* в ячейке Вигнера–Зейтца от плотности электронов n_e и кинетической энергии дрейфового движения электронов $E_K = (p_0^2 c^2 + m_e^2 c^4)^{1/2} - m_e c^2$ при E_K , кэВ: 0 (кривые 1), 5 (кривые 2), 50 (кривые 3).

где

$$K_F(p_1, p_2) = \int_{p_0 - \Delta p_F(p_0)/2}^{p_0 + \Delta p_F(p_0)/2} (V_0/Z m_e c^2 \pi^2 \hbar^3) \times \times (p^2 c^2 + m_e^2 c^4)^{1/2} p^2 dp = (m_e^3 c^3 / 8 \pi^2 \hbar^3 n_e) \times \times \{ \{ (p_2/m_e c) [2(p_2/m_e c)^2 + 1] [(p_2/m_e c)^2 + 1]^{1/2} - \text{arsh}(p_2/m_e c) \} - \{ (p_1/m_e c) [2(p_1/m_e c)^2 + 1] \} \times \times [(p_1/m_e c)^2 + 1]^{1/2} - \text{arsh}(p_1/m_e c) \} \}; \quad (13)$$

$$p_{2,1} = p_0 \pm \Delta p_F(p_0)/2$$

Наличие упорядоченного дрейфового импульса $\mathbf{p}_0 = \gamma m v_0 \mathbf{e}_r$ также изменяет величину обменной энергии вырожденного электронного газа [5], которая в этом случае будет описываться выражением:

$$U_{e, \text{exch}} = -(4\pi Z \hbar^2 e^2 / n_e) \int_{p_0 - \Delta p_F(p_0)/2}^{p_0 + \Delta p_F(p_0)/2} d^3 p_1 / (2\pi \hbar)^3 \times \times \int_{p_0 - \Delta p_F(p_0)/2}^{p_0 + \Delta p_F(p_0)/2} d^3 p_2 / (2\pi \hbar)^3 |\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2|^2 = = -(Ze^2 / 4\pi \hbar^4 n_e) \{ [(p_0 + \Delta p_F(p_0)/2)^4 - (p_0 - \Delta p_F(p_0)/2)^4] - (4/3)(p_0 - \Delta p_F(p_0)/2) \times \times [(p_0 + \Delta p_F(p_0)/2)^3 - (p_0 - \Delta p_F(p_0)/2)^3] \}. \quad (14)$$

На рис. 4 представлены результаты численного анализа зависимости полной энергии вырожденного электронного газа для тех же зарядов ионов Z^* от кинетической энергии дрейфового движения электронов $E_K = (p_0^2 c^2 + m_e^2 c^4)^{1/2} - m_e c^2$. Эти результаты получены на основе формулы (3), видоизмененной с учетом зависимости (12) от дрейфового импульса p_0 .

Из рис. 4 следует, что уже при сравнительно небольшой энергии дрейфового движения $E_K = 5$ КэВ минимум энергии (положение устойчивого состояния электронно-ионной системы) смещается от значений электронной плотности $n_{e(Z^*=2)} \approx 5 \times 10^{23} \text{ см}^{-3}$, $n_{e(Z^*=3)} \approx 10^{24} \text{ см}^{-3}$, $n_{e(Z^*=4)} \approx 4 \times 10^{24} \text{ см}^{-3}$, характерных для вырожденного газа электронов с $p_0 = 0$, до значений $n_{e(Z^*=2)} \approx 4 \times 10^{25} \text{ см}^{-3}$, $n_{e(Z^*=3)} \approx 8 \times 10^{25} \text{ см}^{-3}$, $n_{e(Z^*=4)} \approx 1.3 \times 10^{26} \text{ см}^{-3}$, которые в 50–100 раз больше, чем в случае отсутствия дрейфового движения и примерно соответствуют (или даже превосходят) ту критическую плотность $n_{\text{кр}(Z^*)}$, при которой разрушается следующий уровень иона с $Z^* + 1$.

При еще большей энергии дрейфового движения (в данном случае при $E_K = 50$ КэВ) положение

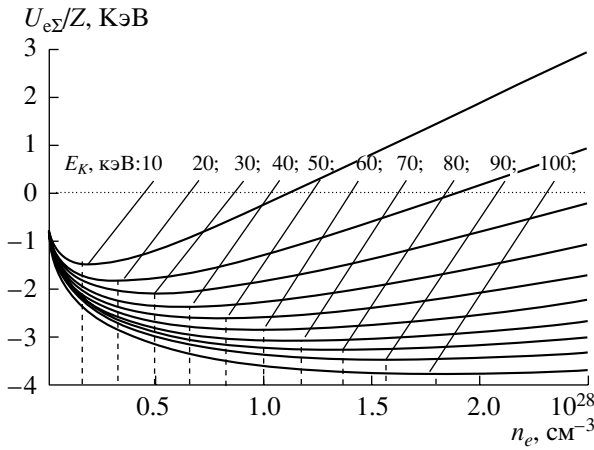


Рис. 5. Зависимость энергии взаимодействия ионов медной мишени с движущимся газом вырожденных электронов в объеме ячейки Вигнера–Зейтца от плотности электронов n_e и энергии дрейфового движения электронов E_K ($10 \text{ кэВ} < E_K < 100 \text{ кэВ}$).

минимумов смещается до величин $n_{e(Z^*=2)} \approx 4 \times 10^{26} \text{ см}^{-3}$, $n_{e(Z^*=3)} \approx 6 \times 10^{26} \text{ см}^{-3}$, $n_{e(Z^*=4)} \approx 10^{27} \text{ см}^{-3}$, которые намного больше порога $n_{\text{ср}(Z^*)}$ разрушения более глубокого электронного состояния иона. При такой энергии дрейфового движения электронов будет происходить лавинообразная ионизация атомов и самосжатие вещества мишени в объеме бегущего плазменного слоя (т.е. в объеме “сканирующей сферической волны”).

Такой же эффект будет и для тяжелых атомов. На рис. 5 и рис. 6 представлены результаты расчета полной энергии взаимодействия ионов медной мишени с вырожденным электронным газом, движущимся сквозь мишень с дрейфовой скоростью, соответствующей двум интервалам дрейфового движения E_K : $10 \text{ KeV} \leq E_K \leq 100 \text{ KeV}$ и $0.05 \text{ MeV} \leq E_K \leq 3 \text{ MeV}$. Из рис. 5 следует, что при увеличении дрейфовой энергии происходит смещение положения и глубины минимума суммарной энергии взаимодействия. В нерелятивистской области дрейфа имеет место линейная зависимость между равновесной электронной плотностью n_e , определяемой положением минимума энергии $U_{e\Sigma}/Z$, и энергией дрейфа: $n_e/E_K \approx \text{const} = \beta_Z$, $n_e = (2\beta_Z/m_e)v^2 \equiv \alpha_Z(dR/dt)^2$. Аналогичная зависимость имеет место и для других металлов. В частности, для меди аппроксимационный коэффициент $\alpha_{\text{Cu}} \approx 0.6 \times 10^8 \text{ с}^2/\text{см}^5$.

Другим важным параметром является глубина потенциальной ямы, характеризующей итоговую удельную энергию взаимодействия $U_{e\Sigma}/Z$. В нерелятивистской области энергии дрейфа она возрастает пропорционально кубическому корню из энергии дрейфа $|U_{e\Sigma}/Z| \sim (E_K)^{1/3}$ и описывается аппроксимационной зависимостью $U_{e\Sigma}/Z = -b(dR/dt)^{2/3}$. Для медной мишени $b \approx 3 \times 10^{-15} \text{ г см}^{4/3}/\text{с}^{4/3}$. Анализ зависимости

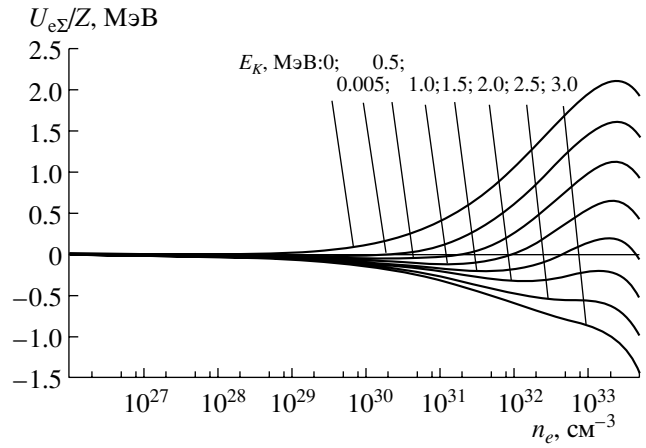


Рис. 6. Зависимость энергии взаимодействия ионов медной мишени с движущимся вырожденным электронным газом в объеме ячейки Вигнера–Зейтца от плотности электронов n_e и энергии дрейфового движения электронов E_K в интервале ($50 \text{ кэВ} < E_K < 3 \text{ МэВ}$).

величины $U_{e\Sigma}/Z$ для релятивистской области энергии дрейфа (см., рис. 6), приводит к соотношению $U_{e\Sigma}/Z = -kE_K$. Для медной мишени $k \approx 1/6$.

Если плотность вырожденного электронного газа n_e превышает равновесную электронную плотность $n_{e(Z)}$, то с возрастанием n_e имеет место сначала резкое увеличение энергии системы, а после достижения пороговой плотности $n_{\text{ср}} \approx 10^{36} Z^{-2} \text{ см}^{-3}$ — ее необратимое уменьшение, что соответствует состоянию коллапса и процессу “падения электронов на ядро”.

Совершенно иная ситуация будет при очень большой энергии E_K дрейфового движения вырожденного электронного газа. В том случае, когда при увеличении E_K положение минимума $n_{e(Z)}$ приближается к пороговой плотности вырожденного электронного газа $n_{\text{ср}} \approx 10^{36} Z^{-2} \text{ см}^{-3}$, характер суммарной энергии взаимодействия $U_{e\Sigma}/Z$ принципиально изменяется — вместо возрастания этой энергии при $n_e \rightarrow n_{\text{ср}}$ имеет место очень быстрое и неограниченное уменьшение $U_{e\Sigma}/Z$. Следствием такого поведения $U_{e\Sigma}/Z$ является необратимый коллапс электронно-ядерной системы, который начинается при малой плотности электронного газа и осуществляется без появления какого-либо потенциального барьера, тормозящего такой коллапс. Для обеспечения такого режима необратимого самосжатия медной мишени необходима кинетическая энергия дрейфового движения, превосходящая $E_K \approx 2 \text{ МэВ}$. Величина пороговой кинетической энергии дрейфового движения зависит от заряда ядер и уменьшается при увеличении Z . В частности, $E_K \approx 1 \text{ МэВ}$ для мишени, содержащей U и $E_K \approx 6 \text{ МэВ}$ для мишени, содержащей Al .

Как было показано в работе [8], такой пороговый кулоновский коллапс электронно-ядерной си-

стемы приводит к увеличению энергии связи всей электронно-ядерной системы (включая энергию взаимодействия между нуклонами) и к возможности энергетически выгодного синтеза тяжелых и сверхтяжелых ядер с $A > 300$. В этой же работе было показано, что полная экранировка заряда ядер в предельно сжатом релятивистском вырожденном газе электронов подавляет действие кулоновского барьера и ускоряет реакции синтеза таких ядер.

Рассмотрим особенности динамики движения выделенного плазменного слоя, состоящего из вырожденного электронного газа и ионов (ядер), компенсирующих пространственный заряд электронов. На поверхность области, в которой находится вырожденный газ, будет действовать сжимающее давление, определяемое поверхностным натяжением и стремящееся уменьшить поверхность слоя. Это давление можно найти, если использовать выражение (3) для итоговой энергии связи $U_{e\Sigma}/Z$, видоизмененное с учетом влияния дрейфа электронов.

Для сферического слоя объемом V полная энергия связи равна $(U_{e\Sigma}/Z)Vn_e$. Используя полученную выше аппроксимационную зависимость $U_{e\Sigma}/Z \approx -b(dR/dt)^{2/3}$, находим итоговое давление, действующее на поверхность плазменного слоя:

$$P_{\Sigma} = U_{e\Sigma}n_i \approx -b(dR/dt)^{2/3}n_e. \quad (15)$$

Имеется два основных следствия действия силы поверхностного натяжения: она стремится минимизировать поверхность области с газом вырожденных электронов. Поскольку аналогичное давление будет действовать со всех сторон, то внешняя и внутренняя поверхности движущегося плазменного слоя стремятся принять форму сфер; под действием суммарного давления, действующего на обе поверхности плазменного слоя, этот слой начинает одновременно сжиматься и двигаться с ускорением к центру мишени. Этот процесс символически изображен на рис. 7.

Рассмотрим результат действия этой силы в том случае, когда газ вырожденных электронов занимает объем в виде тонкого слоя между двумя concentрическими сферами с радиусами R и $R-\Delta R$. На внутреннюю и внешнюю поверхности будет действовать одинаковое давление P_{Σ} , направленное перпендикулярно поверхности внутрь слоя. Из-за разности площадей этих поверхностей полная (резльтирующая) сила

$$F_{\Sigma} = \{4\pi R^2 P_{\Sigma} - 4\pi(R - \Delta R)^2 P_{\Sigma}\} \approx 8\pi R \Delta R P_{\Sigma} \quad (16)$$

будет действовать на весь сферический слой и направлена к центру симметрии слоя, т.е. к геометрическому центру сферы. Под ее действием сферический слой высокой плотности вырожденных электронов с полной массой $M_{e\Sigma} = 4\pi R^2 \Delta R n_e$ будет двигаться к центру.

Уравнение радиального нерелятивистского движения сферического слоя имеет вид:

$$d^2 R/dt^2 = F_{\Sigma}/M_{e\Sigma} = -2b(dR/dt)^{2/3}/Rm_e. \quad (17)$$

Решение этого уравнения с учетом начальных условий $dR/dt|_{t=0} = v_0$, $R|_{t=0} = R_0$ имеет вид

$$dR/dt = -\{v_0^{4/3} + (8b/3m_e)\ln(R_0/R)\}^{3/4}. \quad (18)$$

В частности, для мишени, из Cu, имеем:

$$dR/dt \approx -\{v_0^{4/3} + 10^{13}\{\ln(R_0/R)\}\}^{3/4}, \text{ см/с.} \quad (19)$$

Из (19) следует, что при $R_0/R > 2.7$ радиальная скорость сжатия плазменного слоя (даже при $v_0 = 0$) приближается к скорости света ($|dR/dt| > 6 \times 10^9$ см/с), а корректное описание процесса сжатия требует использования релятивистского уравнения движения.

Ускоренное движение электронного слоя сопровождается синхронной с ним волной плотности ионов, подобной ударной волне в сильно сжатом вырожденном электронном газе. Скорость v_L продольного звука в таком газе определяется его объемной сжимаемостью $V(\partial^2 U_{eF}/\partial V^2)$ и плотностью среды $\rho = M_i n_e/Z$. Для нерелятивистского вырожденного газа

$$\begin{aligned} v_L &= [V(\partial^2 U_{eF}/\partial V^2)/\rho]^{1/2} = \\ &= (3\pi^2 n_e)^{1/3} \hbar (Z/3M_i m_e)^{1/2} \approx 0.03 n_e^{1/3} \text{ см/с.} \end{aligned} \quad (20)$$

Если учесть, что скорость ударной волны v_M может намного превышать скорость звука v_L , то видно, что при большой плотности вырожденного электронного газа возможно образование релятивистской ударной волны ионов (ядер), синхронной с движением электронного слоя.

Как только энергия поступательного (дрейфового) движения кольцевого плазменного слоя достигнет порогового значения E_K , происходит коллапс электронно-ядерной системы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные особенности движения тонкого замкнутого плазменного слоя в объеме конденсированной мишени показывают, что такой слой с большой скоростью сжимается к центру мишени, одновременно послойно ионизуя вещество мишени в своем объеме и быстро увеличивая свою плотность. Под действием силы поверхностного натяжения форма внешней и внутренней поверхностей такой послойно сканирующей объем мишени волны принимает вид идеальной сферы.

При достижении критической кинетической энергии E_K центростремительного движения плазменного слоя происходит кулоновский коллапс электронно-ядерной системы в объеме самоуправляемой сферической волны ("волны-оболочки"). Если

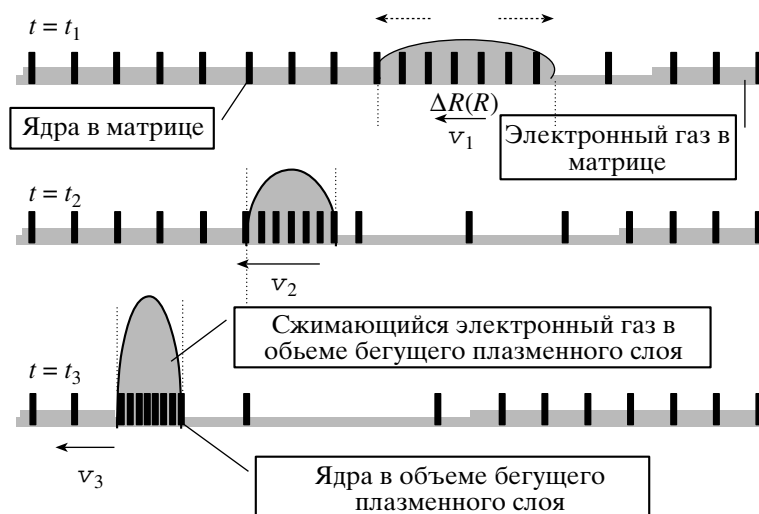


Рис. 7. Последовательные этапы сжатия бегущего к центру мишени сферического плазменного слоя (“сканирующей самоорганизующей волны-оболочки”) в моменты времени $t_3 > t_2 > t_1$.

плотность вырожденного газа электронов превышает пороговое значение, то в пределах “волны-оболочки” становится возможным быстрый синтез тяжелых и аномальных ядер. Особенности взаимодействия сканирующей сферической волны с атомами мишени определяются рядом последовательных процессов: полной ионизацией среды на переднем фронте волны; сжатием ядерной компоненты в объеме волны до равновесной плотности, ведущей к зарядовой нейтрализации электронной компоненты и формированию состояния электронно-ядерного коллапса с выделением энергии связи; каскаду ядерных превращений в зоне коллапса; распадом этого коллапса сразу за задним фронтом сканирующей волны. Часть энергии связи электронно-ядерной системы, выделяющаяся в процессе формирования коллапса, может приводить к дополнительному ускорению сканирующей волны. Уточняющий анализ показывает, что в процессе формирования состояния коллапса происходит весь комплекс ядерных превращений, продукты которого затем остаются вблизи места их образования и соответствуют локальному положению коллапсирующего состояния сферической волны. Распад сжатого состояния электронно-ядерной плазмы и его релаксация к “нормальному” несжатому состоянию матрицы мишени после прохождения сканирующей волны сверхплотного газа электронов является эндотермическим процессом и ведет к охлаждению и локализации части тяжелых продуктов ядерных превращений.

Последовательное рассмотрение позволяет с уверенностью утверждать, что в центральной части мишени происходит ударное схлопывание сканирующей волны и формирование зоны сферического коллапса. В этой области могут проис-

ходить наиболее существенные ядерные превращения (в том числе синтез большого количества сверхтяжелых ядер) и выделение большого количества энергии. После прекращения действия сил инерции происходит необратимый развал зоны сферического коллапса и выброс продуктов ядерных превращений в окружающую среду.

Рассмотренный сценарий, несмотря на необходимость последующих уточнений, позволяет объяснить большинство результатов очень большого количества экспериментов по ударному сжатию вещества и синтезу тяжелых, сверхтяжелых и аномальных изотопов и элементов [3–7, 9].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shapiro S.L., Teukolsky S.A. // Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars. New York: Wiley-Interscience, 1983.
2. Зельдович Я.Б., Новиков И.В. // Релятивистская астрофизика. М.: Наука, 1967.
3. Adamenko S., Vysotskii V. Proc. Int. Symp. “New Projects and Lines of Research in Nuclear Physics”. London, Singapore: World Scientific, 2002. P. 383.
4. Adamenko S., Adamenko A. ibid. P. 33–44.
5. Adamenko S., Shvedov A. ibid. P. 355–361.
6. Адаменко С. // Вест. Нац. Акад. наук Украины. 2003. № 2. С. 23.
7. Adamenko S.V., Adamenko A.S., Vysotskii V.I. // Infinite Energy. 2004. V. 9. № 54. P. 23.
8. Adamenko S.V., Vysotskii V.I. // Foundations of Phys. Lett. 2004. V. 17. № 3. P. 203.

9. Адаменко С.В. Концепция искусственно инициируемого коллапса вещества и основные результаты первого этапа экспериментальной реализации. Препринт 2004. Киев: Академперіодика, 2004. 35 с.
10. Kittel C. // Quantum Theory of Solids. New York: John Wiley and Sons, 1963. Chapter 6.
11. Куржниц Д.А. // УФН. 1971. Т. 104. № 3. С. 493.

Problem of Coulomb Collapse of Electron-nucleus System in Condensed Targets

S. V. Adamenko, V. I. Vysotskii

Evolution of a region with sharp boundaries (e.g. spherical layer) that is a part of a condensed target filled with a partially ionized plasma is considered. The conditions which provide the equilibrium between the Coulomb attraction of electrons and ions and the kinetic pressure of electrons causes further additional compression and ionization of the layer that causes the next stage of compression and ionization of the layer are defined. Under these conditions, the spontaneous avalanche-like ionization of atoms of the target to the state of “bare” nuclei occurs synchronously with the avalanche-like metallization and the self-compression of the target up to the state of degenerate electron gas. We showed that such phenomena happen in the case where the gas of electrons has drift momentum.