

Исследования линейного (цилиндрич.) z-пинча проводились в двухэлектродных керамич. камерах. Разрядная камера состояла из изолирующей трубы (фарфор, кварц), торцы к-рой вакуумно-плотно закрывались металлич. электродами. Камера заполнялась дейтерием при давлении $\sim 10^{-3}$ тор, и через газ пропускался импульсный ток ($10^4 \div 10^6$ А), источником к-рого служила малоиндуктивная конденсаторная батарея (напряжение зарядки $10^3 \div 10^5$ В), включаемая через разрядное устройство. Протекающий через газ ток изменялся во времени по закону, близкому $J_0 \sin t / \sqrt{LC}$, где C — ёмкость конденсаторного накопителя, L — эфф. индуктивность, состоящая из внеш. индуктивности контура и изменяющейся во времени индуктивности плазменного столба. Скорость нарастания тока достигала величины $\lesssim 10^{12}$ А/с. В первых же экспериментах по исследованию z-пинча выяснились две главные не учитывавшиеся ранее особенности сильноточного газового разряда.

При изменяющемся во времени токе плазменный шнур скиннируется (см. *Скин-эффект*), и в нагреве плазмы существенным оказывается не джоулево тепловыделение, а электродинамич. ускорение тонкой токовой оболочки (скин-слоя) к оси, сопровождающееся образованием мощной сходящейся ударной волны. Движение токово-плазменной оболочки происходит при $r_{\text{магн}} > r_{\text{пл}}$ и определяющую роль в движении играют силы инерции; условия нагрева в ударной волне и при кумуляции на оси в результате перехода кинетич. энергии в тепловую оказались более выгодными, но никакого квазиравновесия пинча не обеспечивалось. Оказалось также, что в линейном z-пинче с резкой границей плазма — магн. поле в принципе невозможно получить равновесие пинча из-за развивающихся плазменных неустойчивостей (см. *Неустойчивости плазмы и Магнитные лоскутки*). Эта особенность сильноточного разряда связана с крайне высокой подвижностью и неравновесностью коллектива частиц, составляющих плазменную среду, и отсутствием внутр. «жёсткости» у плазмы, способствующей сохранению пинчем устойчивой формы. Более того, при сжатии магн. полем диамагн. свойства плазмы способствуют выталкиванию её целиком (или отд. её частей) из области с большим B в сторону уменьшающегося поля.

В экспериментах наблюдалась сначала первая фаза — сжатие плазмы к оси, при к-ром диам. токового канала уменьшался в ~ 10 раз и на оси камеры образовывался ярко светящийся плазменный шнур, а затем вторая — быстрое развитие плазменных неустойчивостей токового канала — возникали местные пережатия пинча («перетяжки», «шейки»), его изгибы, винтовые возмущения и т. д. Нарастание этих неустойчивостей происходит чрезвычайно быстро и ведёт к разрушению пинча — выбрасыванию плазменных струй, разрывам пинча, образованию вихрей и т. д. В результате возникают условия, при к-рых ток не сжимает плазму, как следовало бы из соотношения Беннета, а перехватывается образующейся околоспинчевой плазмой или шунтируется вследствие приэлектродных пробоев.

В 1952 Л. А. Арцимовичем, М. А. Леонтовичем с сотрудниками была обнаружена одна из наиб. интересных особенностей линейного П.-э. в дейтерии, связанная с развивающимися неустойчивостями. При определённых условиях мощный импульсный z-пинч в разреженном дейтерии становится источником жёсткого рентг. излучения и нейтронов, происхождение к-рых не могло быть объяснено термоядерным механизмом. Разрушение пинча неустойчивостями ограничивает время жизни высокотемпературной плазмы, поэтому в линейном пинче оказывается нереальным достижение *Лоусона критерия* (соблюдения условия $nt \geq 10^{14} \text{см}^{-3} \text{с}$).

Изучение самосжимающихся разрядов явилось своеобразной школой плазменных исследований, позволивших получать плотную плазму со временем жизни, хотя и малым ($\sim 10^{-6}$ с), но достаточным для изучения физики П.-э., разработать разнообразные методы диагностики

плазмы, развить совр. теорию процессов в ней. Эволюция установок с пинчем привела к созданию мн. типов плазменных устройств, в к-рых неустойчивости П.-э. либо стабилизируются с помощью внеш. магн. полей (квазистационарные системы типа *токамака*), либо сами эти неустойчивости используются для получения короткоживущей сверхплотной плазмы в т. н. быстрых процессах (*плазменный фокус*, микропинчи), либо весь процесс имеет столь малую длительность ($\sim 10^{-7}$ с), что неустойчивости пинча не успевают развиться.

В связи с успехами техники получения больших импульсных токов по-новому встал вопрос о П.-э. в металлич. проводниках в виде полых тонкостенных цилиндров. Пропускание большого тока через полый цилиндр приводит к его разрушению — сжатию, смятию, сплюсчиванию, потере первонач. формы. Такой эффект наблюдается, напр., при попадании молнии в трубчатый громоотвод. Сжатие металлич. цилиндра в варианте z-пинча или θ -пинча стало широко использоваться в работах по получению импульсных магн. полей, сверхвысоких давлений, в процессах магн. сварки металлов и т. д.

Новая интересная идея использовать z-П.-э. связана с радиац. охлаждением плазмы сильноизлучающих газов. Потери плазмой энергии на излучение уменьшают противодействие магн. сжатию, и микропинчи позволяют надеяться на получение сверхвысокой плотности вещества при т. н. явлении радиац. коллапса.

П.-э. имеет место также и в плазме твёрдых тел, особенно в сильно вырожденной электронно-дырочной плазме полупроводников, где этот эффект влияет на их проводящие свойства.

Лит.: Арцимович Л. А., *Элементарная физика плазмы*, 3 изд., М., 1969; Стилл М., Вюральд Б., *Взаимодействие волн в плазме твёрдого тела*, пер. с англ., М., 1973; Лукьянов С. Ю., *Горячая плазма и управляемый ядерный синтез*, М., 1975. Т. И. Филиппова.

ПИОННЫЕ АТОМЫ — см. *Адронные атомы*.

ПИОНЫ — то же, что *пи-мезоны*.

ПИППАРДА УРАВНЕНИЕ — связывает плотность тока в сверхпроводнике с магн. полем. Установлено А. Б. Пиппардом (А. В. Pippard) в 1953. Согласно П. у., эта связь нелокальна, т. е. плотность тока $j(r)$ определяется значением вектора-потенциала $A(r)$ не только в той же точке, а в целой области:

$$j(r) = \frac{c}{4\pi} \int K(r') A(r - r') dr', \quad (1)$$

причём $K(r')$ отлично от нуля в области с размерами порядка т. н. длины когерентности $\xi_0 = \hbar v_F / \Delta$ (v_F — скорость электронов на поверхности Ферми, Δ — сверхпроводящая щель). Для компонент Фурье плотности тока и вектор-потенциала (соотв. j_q и A_q) ур-ние (1) принимает вид

$$j_q = (c/4\pi) K(q) A_q,$$

где q — волновой вектор. При $q \ll 1/\xi_0$ ядро $K(q)$ стремится к постоянной. В этом случае П. у. сводится к *Лондонов уравнению* (лондонский предельный случай). Когда $q \gg 1/\xi_0$ (пиппардовский предельный случай),

$$K(q) = \frac{4\pi N_s e^2}{mc^2} \cdot \frac{3\pi^2 \Delta}{4q v_F} \quad (2)$$

(N_s — плотность сверхпроводящих электронов, e , m — заряд и масса электрона). Поскольку в сверхпроводнике наиб. существенны $q \sim 1/\delta$, где δ — глубина проникновения магн. поля в сверхпроводник, ϕ -ла (2) применима для металлов, в к-рых $\delta \ll \xi_0$ (сверхпроводники пиппардовского типа, напр. Al).

Если сверхпроводник загрязнён примесями, так что длина свободного пробега электронов $l \ll \xi_0$ (сверхпроводящий сплав), то связь j с A выражается тем же П. у. (1), однако теперь ядро $K(r)$ отлично от нуля лишь в области с размером порядка l .

Лит. см. при ст. *Сверхпроводимость*. Л. П. Питаевский,