

$K_m$ . Следовательно, релаксированное состояние плазмы характеризуется мин. значением  $E_m$  при постоянстве  $K_m$ . Соответствующая вариация задачи приводит к известной бессиловой конфигурации  $V = \alpha \operatorname{rot} A$ , где константа  $\alpha$  находится по нач. значениям  $K_m$  и граничным условиям для плазмы. При определ. значениях  $K_m$  получается конфигурация с разным направлением магн. силовых линий на оси и на периферии плазменного тороида, что соответствует экспериментально наблюдаемой структуре магн. поля в пинчах с обращённым магн. полем.

Поскольку при классификации инвариантов как долгоживущих и быстро разрушающихся важны лишь относительные масштабы времени изменения интегральных характеристик плазмы, то совершенно не обязательно принимать в расчёт только идеальные интегралы движения. В качестве долгоживущего «инварианта» можно принимать физически осмысленную и обоснованную интегральную характеристику, лишь бы она действительно, по тем или иным причинам, поддерживалась постоянной или изменялась медленнее др. интегралов. Примером самоорганизации в таких условиях служит установление самосогласованных профилей плотности тока и давления в плазме токамака в широком диапазоне параметров разряда и условий ввода мощности в плазму. Если считать, что полный ток в разряде  $I \propto \int j r dr$  ( $j$  — плотность тока) фиксирован хотя бы и внеш. причинами, тогда как полная энергия плазмы, магнитная и тепловая  $E \propto \int [(1/2) B_0^2 + p](\gamma - 1) r dr$  ( $p$  — давление плазмы,  $\gamma$  — показатель адиабаты,  $B_0$  — полоидальное магн. поле), диссипирует, то соответствующая вариация задачи приводит к «универсальному» профилю коэффициента запаса устойчивости  $q(r) = 1 + (r/r_*)^2$ ,  $k$ -рый в грубых чертах согласуется с эксперим. наблюдениями.

К самоорганизованным состояниям относятся и двойные слои в ленгмюровской плазме. Они наблюдаются в ионосферной и космич. плазме в виде долгоживущих самоподдерживающихся пространств. скачков электростатич. потенциала с амплитудой значительно выше теплового уровня, а также в лаб. плазме электродных разрядов в виде *виртуальных катодов* внутри столба плазмы. Двойные слои возникают на нелинейной стадии неустойчивости ленгмюровских возмущений. Такие структуры часто сопровождаются образованием «дыр» в фазовом пространстве, т. е. областей, свободных от частиц. В фазовом пространстве одномерного движения кроме дыр могут существовать и др. когерентные структуры — клампы, похожие на вихри в обычной жидкости с захваченными в них частицами (см. *Солитон* в плазме). Зарождение и движение таких «вихрей» по фазовому пространству является важным моментом в динамике самоорганизованной турбулентности.

Лит.: Цытович В. Н., Теория турбулентной плазмы, М., 1971; Кадомцев Б. Б., Турбулентность плазмы, в сб.: Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича, в. 4, М., 1964.

С. В. Базденков, Б. Б. Кадомцев.

**ТУШЕКА ЭФФЕКТ** — появление сильного *внутрипучкового рассеяния* в накопителях заряж. частиц высоких энергий, приводящего к гибели частиц. В типичных для накопителей ситуациях поперечная темп-ра пучка велика по сравнению с продольной; при этом внутр. энергия, передаваемая из поперечных степеней свободы в продольную при близких столкновениях частиц пучка, может многократно превышать продольную энергию, а полная энергия частиц может превышать энергетич. апертуру накопителя, что приводит к гибели частиц. Условие выхода частиц из накопителя:  $\gamma q > \Delta p_a$  при  $q \leq p_a$ , где  $q$  — передаваемая продольная составляющая импульса в системе центра масс,  $p_a$  — поперечный импульс частицы перед столкновением,  $\gamma$  — лоренц-фактор пучка,  $c \Delta p_a$  — энергетич. апертура. Время жизни пучка при наличии Т. э. определяется ф-лой

$$\tau_n \sim \frac{\rho \theta (\Delta p_a)^2}{2\pi (Ze)^4 m n L_c}, \quad L_c \approx \ln(\gamma p \theta / \Delta p_a) \geq 1,$$

где  $Ze$ ,  $m$ ,  $p$ ,  $\theta$ ,  $n$  — заряд, масса, импульс, угл. разброс и концентрация частиц в пучке в лаб. системе.

Наблюдение Т. э. может служить способом контроля параметров пучка. Так, напр., вследствие спиновой зависимости упругого рассеяния на большие углы выход частиц из пучка зависит от их спинового состояния, что используется в накопителях электронов и позитронов для измерения поляризации пучков.

Лит.: Байер В. Н., Радиационная поляризация электронов в накопителях, «УФН», 1971, т. 105, в. 3, с. 441; Середняков С. И. (и др.), Изучение радиационной поляризации пучков в накопителе ВЭПП-2М, «ЖЭТФ», 1976, т. 71, с. 2025; Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. 1, Дубна, 1981.

Я. С. Дербенёв.

**ТУШЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ** — возникновение безызлучательных потерь энергии, поглощённой в люминесцирующем веществе. Вследствие Т. л. энергетич. выход люминесценции меньше единицы.

Потери энергии в люминофоре обусловлены физ. и хим. процессами, приводящими в конечном счёте к нагреву вещества или его фотохим. превращениям (фотосинтезу, фотолизу и т. д.). Различают Т. л. первого и второго рода. В процессах первого рода часть возбуждающей энергии поглощается в веществе, но не создаёт в нём возбуждённых состояний, к-рые могут быть ответственны за излучат. переходы. Т. л. второго рода, при к-ром за времена жизни возбуждённых состояний центров происходят безызлучат. переходы внутри самих центров свечения (внутрицентровое тушение) или вне этих центров (внеш. тушение); эти процессы ведут к сокращению длительности послесвечения. Т. л. зависит от агрегатного состояния и состава вещества (вида и концентрации центров свечения и тушения, их взаимного расположения и т. д.), от способа его возбуждения (фото-, катодо-, электро-, хемилюминесценция и т. д.) и др. факторов (темп-ра опыта, интенсивность и длина волны возбуждающего света при фотолюминесценции, наличие доплунит., напр. ИК, подсветки и т. д.).

В том случае, когда все процессы от поглощения возбуждающего излучения до испускания квантов света протекают в пределах одного и того же центра, Т. л. обычно не зависит от плотности возбуждения. При этом температурная зависимость выхода люминесценции  $\eta(T)$  часто хорошо описывается ф-лой Мотта:

$$\eta(T) = \frac{\eta_0}{1 + A \exp(-\Delta \mathcal{E}/kT)}, \quad (*)$$

где  $A$  — константа тушения;  $\Delta \mathcal{E}$  — т. н. энергия активации тушения, определяющаяся взаимным расположением осн. и возбуждённого уровней энергии центра люминесценции;  $\eta_0$  — выход свечения при низких темп-рах (т. е. при  $\Delta \mathcal{E} \gg kT$ ). Ф-ла (\*) следует из кинетич. ур-ния при условии, что вероятность излучат. переходов не зависит от темп-ры, а вероятность безызлучат. переходов возрастает с ростом темп-ры по экспоненц. закону. Температурное Т. л. может начать развиваться уже при комнатной и даже более низких темп-рах, а при нагреве на неск. сотен градусов люминесценция обычно полностью погасает. Т. о., температурное Т. л. принципиально отличает люминесценцию от теплового, а также от др. видов неравновесного свечения (напр., от *Черенкова* — *Вавилова излучения*).

Если Т. л. происходит вне центров люминесценции, то оно лишь в исключит. случаях описывается ф-лой Мотта [с иным, чем в (\*), физ. смыслом констант тушения], в нек-рых же диапазонах темп-р выход свечения может и увеличиваться с ростом Т.

Внеш. тушение обусловлено переносом поглощённой энергии на центры тушения — специально вводимых или остаточных примесей, а также собств. дефекты кристаллич. структуры, вероятность безызлучат. переходов в к-рых велика. Этот перенос может осуществляться по резонансно-индукционному механизму *миграции энергии* и рекомбинац. путём, т. е. с помощью неравновесных носителей заряда (электронов зоны проводимости и дырок валентной зоны). При рекомбинац. Т. л. иногда наблюдается очень резкая зависимость выхода свечения от темп-ры (при нагреве на неск. градусов выход уменьшается в 2 раза) и от плотности возбуждения; эта зависимость