электро-, пьезо- и упругооптических свойствах $Pb_5Ge_3O_{11}$ можно почерпнуть из [12]. Параметру спектроскопического качества $Pb_5Ge_3O_{11}$–Nd^{3+}, равному X = = 1,4 ± 0,2, соответствует следующий набор межмультиплетных коэффициентов ветвления люминесценции с уровней состояния $^4F_{3/2}$: $\beta_{J,\,9/2}$ = 0,481; $\beta_{J,\,11/2}$ = = 0,439; $\beta_{J,\,13/2}$ = 0,076 и $\beta_{J,\,15/2} \approx 0{,}004$. Излучательное время жизни начального лазерного состояния ионов Nd^{3+} при 77 и 300 К равно 150 ± 10 мкс. При ширине линии люминесценции индуцированного перехода ~6,6 $см^{-1}$ при 77 К и ~34 $см^{-1}$ при 300 К его поперечное сечение составляет $3{,}7 \cdot 10^{-19}$ и $0{,}72 \cdot 10^{-19}$ $см^2$ соответственно.

5. Анализ свидетельствует о том, что в $Pb_5Ge_3O_{11}$–Nd^{3+} не может быть реализован фазовый синхронизм типа *eeo* для преобразования лазерного излучения с длиной волны 1,0799 мкм ионов Nd^{3+} во вторую гармонику. Его условие $n_e^{\omega} \geqslant n_o^{2\omega}$ в данном случае не выполняется ($n_e^{1,08} \approx 2{,}09$ и $n_o^{0,54} \approx 2{,}15$), поскольку $n_e^{\omega} - n_o^{2\omega} =$ = –0,06. Что же касается удвоения частоты лазерного излучения с длиной волны $\geqslant$ 1,7 мкм, то здесь ситуация благоприятная.

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова Академии наук СССР, Москва

Центральный институт оптики и спектроскопии Академии наук ГДР, Берлин

Поступило 10 I 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. *Kaminskii A.A.* Laser crystals, their physics and properties. B.; Heidelberg; N.Y.: Springer–Verlag, 1981. 2. *Евланова Н.Ф., Ковалев А.С., Копцик В.А. и др.* – Письма ЖЭТФ, 1967, т. 5, с. 351. 3. *Johnson L.F., Ballman A.A.* – J. Appl. Phys., 1969, vol. 40, p. 297. 4. *Kaminskii A.A., Koptsik V.A., Moskaev Yu.A. et al.* – Phys. status solidi (a), 1975, vol. 28, p. K5. 5. *Borchardt H.J., Bierstedt P.E.* – Appl. Phys. Lett., 1966, vol. 8, p. 50. 6. *Багдасаров Х.С., Богомолова Г.А., Каминский А.А. и др.* – ДАН, 1971, т. 197, с. 557. 7. *Каминский А.А.* – Изв. АН СССР. Физика, 1972, т. 17, с. 231. 8. *Ивлева Л.И., Каминский А.А., Кузьминов Ю.С., Шпаков В.Н.* – ДАН, 1971, т. 183, с. 1068. 9. *Дмитриев В.Г., Раевский Е.В., Рубинина Н.М. и др.* – Письма ЖТФ, 1979, т. 5, с. 1400. 10. *Hu P.* – Phys. Rev. Lett., 1980, vol. 44, p. 417. 11. *Каминский А.А.* – ДАН, 1982, т. 267, p. 1106. 12. *Блистанов А.А., Бондарев В.С., Переломова Н.В. и др.* Акустические кристаллы. М.; Наука, 1982. 13. *Каминский А.А., Саркисов С.Э.* – Изв. АН СССР. Неорг. матер., 1973, т. 9, с. 453. 14. *Kaminskii A.A., Sarkisov S.E., Kursten H.D., Schultze D.* – Phys. status solidi (a), 1982, vol. 72, p. 207. 15. *Kaminskii A.A., Schultze D., Hermoneit B. et al.* – Ibid., 1976, vol. 33, p. 737.

УДК 621.039.61

ФИЗИКА

А.В. НЕДОСПАСОВ, М.З. ТОКАРЬ

ПЛАЗМА ДИВЕРТОРА В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОГО РЕЦИКЛИНГА

(Представлено академиком Б.Б. Кадомцевым 25 I 1983)

В исследованиях по токамакам значительное внимание уделяется физике диверторов – устройств для очистки плазмы от примесей и откачки в будущих реакторах гелия вместе с частью несгоревшего топлива. В дивертора плазма возле стенок токамака вытекает вдоль магнитного поля в специальный объем, охлаждается и нейтрализуется на диверторных пластинах. В экспериментах на установках PDX, ASDEX, D-III получены режимы с холодной плотной плазмой в дивертора

[1], когда в ней наблюдается сильный рециклинг, т.е. многократные перезарядка и ионизация нейтральных частиц до их откачки. При этом поток плазмы на пластины значительно больше первичного потока в дивертор. В токамаке реакторных масштабов рециклинг будет более значительным [1, 2].

В настоящее время различные группы авторов рассчитывают параметры плазмы в диверторе с помощью сложных численных методов [2–4]. Здесь приводится аналитическая модель дейтериево-тритиевой плазмы в диверторе в условиях сильного рециклинга.

Физическая модель. Рассматривается схема полоидального дивертора, показанная на рис. 1. Заряженные частицы, нейтрализуясь на пластине, возвращаются в плазму в виде атомов. В ней нейтралы многократно перезаряжаются и ионизируются; часть их попадает в камеру откачки, где остывает до температуры стенок и образует молекулы. Эти молекулы либо откачиваются, чем поддерживается стационарность работы дивертора, либо через открытую поверхность проникают в плазму, где диссоциируют и ионизируются.

При малых углах ϵ поведение нейтралов в плазме описывается одномерными кинетическими уравнениями
для молекул

$$(1)\qquad v_x \frac{\partial f_m}{\partial x} = -(k_1 + k_2) n f_m,$$

для атомов

$$(2)\qquad v_x \frac{\partial f_a}{\partial x} = -(k_3 + k_4) n f_a + k_4 n_a f_i + (k_1 + k_2) g n n_m \varphi.$$

Здесь f_i, f_m, f_a – функции распределения и n, n_m, n_a – плотности ионов, молекул и атомов соответственно; k_1, k_2 – константы ионизации и диссоциации молекул; k_3, k_4 – константы ионизации и перезарядки атомов.

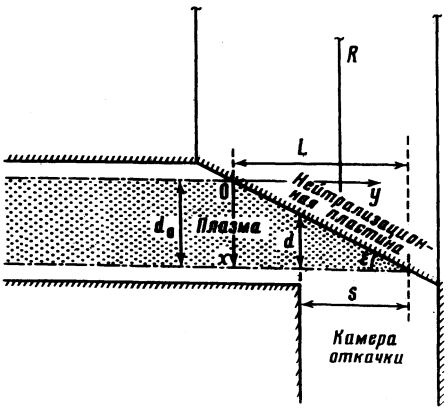
В результате гибели нейтральных молекул в конечном итоге появляются одноядерные ионы и франк-кондоновские атомы; доля последних g зависит от температуры плазмы T [2]. Их распределение по скоростям φ изотропно, а средняя энергия (3 эВ) предполагается в дальнейшем малой по сравнению с T. Средняя энергия ϵ_0 атомов, рождающихся при нейтрализации плазмы на пластине, связана с энергией падающих ионов ϵ_i через коэффициент R_E [5]: $\epsilon_0 = R_E \epsilon_i$. При определении энергии ионов учитывается их ускорение в электростатическом поле между плазмой и поверхностью пластины.

Оценки показывают, что в дивертором объеме, как правило, можно пренебречь переносом заряженных частиц и тепла поперек магнитного поля. Уравнения непрерывности и теплопроводности для плазмы записываются в виде

$$(3)\qquad \frac{\partial \Gamma_\parallel}{\partial z} = n[n_m \cdot 2(1-g)(k_1 + k_2) + k_3 n_a],$$

$$(4)\qquad \frac{\partial q_\parallel}{\partial z} = n\{n_a[k_4(\epsilon_a - 2T) + k_3(\epsilon_a - I_a)] - n_m(k_1 + k_2) I_m\} - Q,$$

где $\Gamma_\parallel = nV_\parallel$, $q_\parallel = -\kappa_\parallel \frac{\partial T}{\partial z} + 5\Gamma_\parallel T$ – удельные потоки заряженных частиц и тепла вдоль магнитного поля; ϵ_a – средняя энергия, I_a – "цена" ионизации (с учетом возбуждения) атомов; $\dot{z} \simeq y/\sin\psi$ – расстояние вдоль магнитного поля, ψ – угол между силовыми линиями и плоскостями $y = \text{const}$; Q – мощность излучательных потерь примесями; I_m – энергия, затрачиваемая электронами на "развал" молекул.



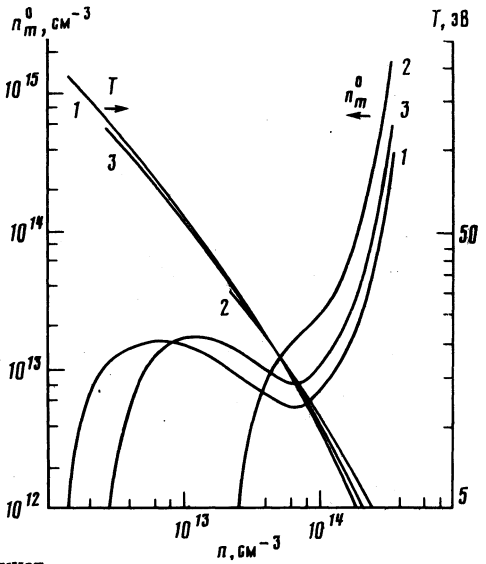


Рис. 1. Схема дивертора и принятая система координат

Рис. 2. Зависимость допустимой плотности газа в камере откачки и температуры плазмы в дивертора от ее плотности ($Q = 0$). $s = 50$ (*1*), 10 (*2*), 30 см (*3*)

Уравнение движения плазмы в целом вдоль магнитного поля с учетом трения ионов об атомы при перезарядке:

$$\frac{\partial n V_\parallel^2}{\partial z} = -\frac{\partial n V_s^2}{\partial z} - k_4 n_a n V_\parallel, \tag{5}$$

где $V_s = \sqrt{2T/m_i}$ – скорость ионного звука.

Граничные условия системы уравнений (1)–(5) на пластине ($x = y\mathrm{tg}\epsilon$): полный поток нейтралов равен потоку плазмы на пластину; скорость течения плазмы вдоль силовых линий равна V_s, $q_\parallel = \gamma \Gamma_\parallel T$. Коэффициент γ зависит от многих факторов: вторичные эффекты на поверхности (дуги, электронная эмиссия), содержание примесей в плазме и т.д. В расчетах мы принимаем $\gamma = 8$ [2].

Заданы интегральные потоки тепла и частиц в дивертор ($y = 0$):

$$\begin{aligned} &2\pi R \int_0^{d_0} \Gamma_\parallel \sin\psi dx = J_0, \\ &2\pi R \int_0^{d_0} q_\parallel \sin\psi dx = Q_0. \end{aligned} \tag{6}$$

Р е ш е н и е. Совместное решение уравнений (3) и (5), приведенное в [6], показывает, что и в случае сильного рециклинга плотность плазмы слабо меняется вдоль магнитного поля. При разумных размерах дивертора изменение температуры плазмы в нем вдоль силовых линий также мало, так как она выравнивается продольной электронной теплопроводностью. В настоящей работе, в качестве первого приближения плотность и температура плазмы принимаются постоянными во всем диверторном слое толщиной d_0, а вне его плазма отсутствует (см. рис. 1).

В рамках принятых допущений для модельных двухскоростных функций распределения f_i [7] и φ кинетические уравнения (1), (2) имеют решение, с использованием которого уравнение (3) интегрируется аналитически. Соотношения (6) дают алгебраические уравнения, связывающие допустимую плотность n_m^0 газа

в камере откачки, температуру T и плотность n плазмы в диверторе:

$$J_0 = 2\pi R\left[\frac{\sin\psi V_s}{\sigma}\left\{\frac{\alpha(1-\sqrt{\beta})}{\alpha-1}(1-e^{-u})+\frac{\alpha\sqrt{\beta}-1}{\alpha(\alpha-1)}(1-e^{-\alpha u})\right\}-\right.$$

(7)

$$\left.-\frac{n_m^0 s}{4}V_m\{2(1-g)+g\sqrt{\beta}(1-(1-\sqrt{\beta})e^{-u})\}\right],$$

$$(8)\quad Q_0 = 2\pi R\left[\sin\psi\cdot V_s n d_0\left\{\left(\gamma - R_E + 2\frac{\alpha(1-\sqrt{\beta})}{\alpha\sqrt{\beta}+1}(1-R_E)\right)T - R_E\epsilon_0 + I_a\right\}+\right.$$

$$\left.+\frac{n_m^0 s}{4}V_m\left\{(2T-I_a)(2-g)+I_m\right\}\right]+J_0(2T-I_a)+Q_R.$$

Здесь

$$u = n\sigma d,\quad \sigma = \sqrt{\frac{k_3(k_3+k_4)m_i}{T}},\quad \beta = \frac{k_3}{k_3+k_4},\quad \alpha = \sqrt{\frac{1}{R_E\beta}},$$

размеры d, s показаны на рис. 1, V_m — тепловая скорость молекул (при комнатной температуре $V_m \approx 10^5$ см/с), Q_R — потери энергии на излучение.

Примем в качестве примера следующие характеристики дивертора реактора-токамака масштаба ИНТОР: Q_0 = 60 МВт; $J_0 = 10^{23}$ с$^{-1}$; R = 5,2 м; $\sin\psi \approx 0{,}1$; d_0 = 30 см; L = 70 см. Константы элементарных процессов k_1–k_4, g вычислялись по данным [2], коэффициент отражения энергии R_E — по данным [5]. На рис. 2 приведены зависимости допустимой плотности газа n_m^0 в камере откачки и температуры плазмы T в диверторе от ее плотности n при различных значениях s.

N-образный вид кривых *1*, *3* (рис. 2) свидетельствует о неустойчивости работы дивертора при некоторых плотностях газа в камере откачки. Неустойчивость обусловлена сложным видом зависимости константы ионизации нейтралов от температуры электронов. Постепенное увеличение n_m^0 может приводить к скачкообразному увеличению плотности плазмы на порядок и падению ее температуры, т.е. режиму холодной плотной плазмы в диверторе.

Резкое увеличение допустимого уровня n_m^0 при температуре плазмы ниже 10 эВ объясняется снижением эффективности ионизации и повышением прозрачности плазмы для перезарядившихся атомов.

Неустойчивые режимы исчезают, а допустимый уровень n_m^0 при больших плотностях плазмы возрастает с уменьшением s (кривая *2*, рис. 2). Величина n_m^0 определяется тем, как эффективно хаотический поток молекул в плазму $\Gamma_m = \frac{n_m^0 V_m}{4} 2\pi Rs$ компенсирован обратным потоком нейтралов перезарядки с температурой ионов. Из глубоких, по сравнению с их длиной пробега, слоев ($d > (n\sigma)^{-1}$) атомы диффундируют вблизи пластины, ионизуясь в плазме и нейтрализуясь на поверхности пластины. Их поток в полость откачки слабо зависит от s: $\Gamma_a \approx 2\pi R\sin\psi\frac{V_s}{\sigma}$. Если $\Gamma_a \gg J_0$, то $n_m^0 \sim s^{-1}$, пока $s > (n\sigma\operatorname{tg}\epsilon)^{-1}$. При дальнейшем уменьшении s величина n_m^0 начнет падать, поскольку Γ_a будет приближаться к J_0.

Авторы выражают глубокую благодарность акад. Б.Б. Кадомцеву и В.И. Пистуновичу за ценные замечания.

Институт высоких температур
Академии наук СССР, Москва

Поступило
2 III 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. International tokamak reactor: phase one (Report of Int. tokamak reactor workshop). Vienna: IAEA, 1982, vol. 1, p. 203. 2. *Post D.E., Heifetz J., Petravic M.* Models for poloidal divertors (Princeton plasma physics lab. Rep. PPPL–1913). Princeton, 1982, p. 45. 3. Вклад СССР в проект международного токамака-реактора ИНТОР (Фаза IIA). М.: ИАЭ им. И.В. Курчатова, 1982, с. 51. 4. Japanese contribution to the international tokamak reactor INTOR (Phase II A). Tokyo: JAERI, 1982, p. 183. 5. *McGracken G.M., Stott P.E.* – Nucl. Fusion, 1979, vol. 19, № 7, p. 889–981. 6. *Nedospasov A.V., Tokar M.Z.* In: Controlled fusion and plasma physics (Proc. X Europ. conf. Moscow, 1981). Moscow, 1981, vol. 1, p. G-10. 7. *Rehker S., Wobig H.* – Plasma Physics, 1973, vol. 15, № 11, p. 1083–1097.

УДК 539.213

ФИЗИКА

Л.С. ПАЛАТНИК, И.И. ФАЛЬКО

СТАБИЛЬНЫЕ (КВАЗИРАВНОВЕСНЫЕ) АМОРФНЫЕ СИСТЕМЫ

(Представлено академиком А.В. Новоселовой 20 IV 1982)

В настоящее время возрос интерес к аморфным материалам – полупроводникам и диэлектрикам, металлическим стеклам и др. – в связи с их уникальными физическими и химическими свойствами [1–3]. Очень важно, чтобы эти материалы обладали высокой стабильностью в широком диапазоне термодинамических (и физико-технологических) параметров в условиях их производства и службы. Данная работа посвящена проблеме термодинамической устойчивости аморфных систем.

Основная идея работы состоит в реализации в аморфном теле термодинамического "квазиравновесия" [4], т.е. частичного равновесия по большинству термодинамических параметров. Условие термодинамического равновесия многокомпонентной гетерогенной системы по Гиббсу [5]:

$$dF(T, V, x_1, x_2, \ldots, x_n) = -SdT - PdV + \sum_{i=1}^{n} \mu_i dx_i = 0,$$

где F – ее удельная свободная энергия, V – объем, T – температура, x_i – концентрация i-го компонента $\left(\sum_{1}^{n} x_i = 1\right)$.

Минимум F равновесной системы достигается по всем внешним параметрам: $T, V, x_1, x_2, \ldots, x_n$, а "квазиравновесной" – по тем же, кроме, например, V, по которому система остается в ложном равновесии. При достаточно низких температурах в такой ложноравновесной системе уже не стимулируются необратимые диффузионные процессы, нарушающие квазиравновесие. Заметим, однако, что в реальных кристаллических системах, исключая высокосовершенные монокристаллы, не содержащие дефектов кристаллической решетки, при невысоких температурах достигается не истинное, а квазиравновесие при сохранении ложного равновесия по объему V, если только процессы залечивания кристаллических дефектов фактически "замораживаются".

Кроме теплового равновесия со средой (по параметру T), важнейшим условием квазиравновесия многокомпонентной однородной аморфной фазы является равенство химических потенциалов для каждого ее компонента тем же химическим