ности потоков энергий быстрых и медленных частиц в пучке при $\tilde{z}=-\infty$. С помощью (7) и релятивистских преобразований Лоренца находим

$$-\frac{\partial \mathscr{E}_b}{\partial t}=0{,}96\gamma_0^{5/2}\left(\frac{1}{4}\rho_1 U_0-\frac{1}{7}\rho_2 U_0^2\right)\sqrt{U_0^3/e^2 m}. \qquad (8)$$

С другой стороны, можно посчитать диссипацию энергии поля в плазме непосредственно из (2) и (3) и, сравнивая с (8), получить условия, когда рассмотрение носит непротиворечивый характер. В общем такие условия соответствуют обычным требованиям $n_b \ll n_p$, хотя в реальных условиях определенная часть пучка может проскальзывать сквозь фронт пучка.

В заключение укажем на интересный случай ударных волн, возникающих при движении электронных или ионных пучков в плотной плазме, когда диссипация особенно велика, так что соответствующая электронная составляющая диэлектрической проницаемости плазмы дается соотношением $\Delta\varepsilon=-\omega_e^2/i\omega\nu_e$. Вместе с тем, хотя ν_e достигает значений 10^{11}—10^{12} 1/с, частота ионных столкновений остается $\nu_i \ll \nu_e$. Тогда для нерелятивистских скоростей пучков оказывается $\omega_i^2/\omega \gg \omega_e^2/\nu_e$, так что $k^2_{0\infty}=\omega_i^2/v_0^2$. Тогда изменения потенциала и плотности носят наиболее выраженный характер, достигая постоянных значений без осцилляций.

Таким образом, удается выяснить возможность распространения волн с ударным фронтом, возбуждаемых заряженными пучками в плазме, и установить функциональную зависимость между параметрами системы. Более подробную информацию можно получить, рассматривая конкретные системы, в том числе замедляющие системы волноводного типа, а также переходные процессы.

Автор выражает искреннюю благодарность А. А. Коломенскому и А. А. Рухадзе за обсуждение полученных результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Шапиро В. Д., Шевченко В. И. Радиофизика, 1976, **19**, № 5—6, с. 767. [2] Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979. [3] Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме. М.: Наука, 1976.

Поступила в редакцию
30.12.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1983, Т. 24, № 2

УДК 535.341:535.376:53.06

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ РУБИНА И ЛЕЙКОСАПФИРА В УСЛОВИЯХ ВОЗДЕЙСТВИЯ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ

А. И. Акишин, Т. С. Бессонова, А. И. Собко, Е. М. Акуленок

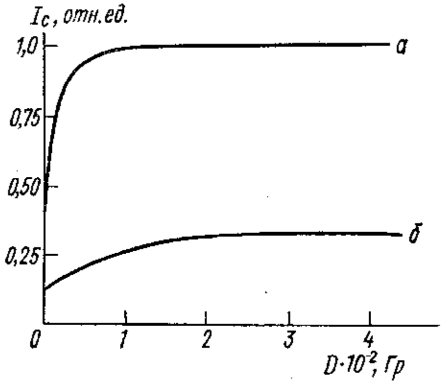
(НИИЯФ)

Уникальные физико-химические свойства рубина и лейкосапфира позволяют широко применять их в космической технике. Так, рубин используется в качестве активного элемента оптических квантовых генераторов, служащих для космической связи и других целей, лейкосапфир — в качестве материала для линз объективов оптических приборов и иллюминаторов космических аппаратов.

Облучение ионизирующей радиацией приводит к ухудшению генерационных характеристик рубиновых лазеров, что связано в основном с уменьшением коэффициента пропускания активного элемента [1]. Лейкосапфировые линзы под воздействием ионизирующей радиации люминесцируют, причем свечение в синей области спектра ($\sim$400 нм) часто является помехой основному световому сигналу. Потемнением же этих линз можно пренебречь.

Прогнозирование уровня люминесцентной помехи от лейкосапфировой линзы и изменения оптической прозрачности рубина в любой заданный момент времени полета космического аппарата представляет практический интерес. В настоящей статье излагается метод такого прогнозирования.

Характерной особенностью радиационных процессов в рассматриваемых материалах является их независимость от типа и энергии ионизирующего излучения (при облучении до доз порядка 10^6 Гр) [2, 3]. Изменение оптических свойств рубина и лейкосапфира определяется кинетикой вторичных электронов и дырок, или, другими словами, такими характеристиками, как доза и мощность дозы [2—6].



Зависимость яркости радиолюминесценции в синей области спектра от дозы для образца лейкосапфира, термообработанного в кислороде при комнатной температуре (*а*) и температуре жидкого азота (*б*)

Предлагаемый метод расчета яркости I_c люминесцентной помехи от лейкосапфировой линзы исходит из следующих экспериментальных фактов [2, 3, 6].

1. Яркость помехи пропорциональна мощности дозы ионизирующего излучения P.

2. Дозовая зависимость яркости люминесцентного свечения имеет монотонно растущий вид с выходом на насыщение, причем яркость свечения и доза излучения D_0, необходимая для насыщения, зависят от температуры T (рисунок).

3. Яркость люминесцентной помехи является функцией скорости изменения температуры T' и зависит от структуры материала линзы, в частности от содержания примеси хрома C в решетке кристалла и степени дефектности последнего.

Пусть плоская линза расположена относительно системы координат таким образом, что ось y перпендикулярна ее плоскости. Предположим, что космический аппарат движется по некоторой орбите L. Тогда на него в произвольный момент времени t действует корпускулярное излучение, спектр которого при прохождении через линзу трансформируется. Пусть $P_e{}^L = P(\mathbf{r}, t)$ и $P_p{}^L = P_p{}^L(\mathbf{r}, t)$ — мощность дозы электронного и протонного излучений в элементе объема с координатой $\mathbf{r}$ в момент времени t (индексы e и p соответствуют электронной и протонной компонентам космической плазмы). Тогда яркость свечения элемента линзы в общем виде запишем следующим образом:

$$dI_c = \{\beta_e(C)\beta_{1e}[D_e(\mathbf{r}, t)]\,P_e^L(\mathbf{r}, t) + \beta_p(C)\beta_{1p}[D_p(\mathbf{r}, t)]\,P_p^L(\mathbf{r}, t)\} \times$$
$$\times \{\beta_{2e}[D_e(\mathbf{r}, t), T(\mathbf{r}, t), T'(\mathbf{r}, t), C] + \beta_{2p}[D_p(\mathbf{r}, t), T(\mathbf{r}, t), T'(\mathbf{r}, t), C]\}\,d\mathbf{r}, \quad (1)$$

где коэффициенты β_2 учитывают зависимость I_c от T' и T (которые в общем случае различны при различных дозах), β_1 — дозовую зависимость яркости свечения, а β — яркость свечения линзы от ионизирующей радиации с единичной мощностью дозы (коэффициенты β_1, β_2 — безразмерные величины).

Предположим, что толщина линзы много меньше ее диаметра. В этом случае можно пренебречь влиянием краевых эффектов и считать свойства линзы изотропными во всех направлениях, кроме y. Используя данные, проведенные на рисунке, коэффициент $\beta_{1e}(D_e)$ можно аппроксимировать функцией

$$\beta_{1e}(D_e) = 0{,}96\{1 - \exp[-11{,}5(D_e + 3{,}2)D_{0e}^{-1}]\}, \qquad (2)$$

где D_{0e} — доза, необходимая для выхода I_c на насыщение ($D_{0e} \approx \approx 10^2$ Гр при 300 К).

В дальнейшем в качестве линзы будем рассматривать иллюминатор космического аппарата, термоизолированный от его корпуса, который обменивается теплом с внутренней атмосферой космического аппарата только излучательным путем. Предположим, что внутри космического аппарата поддерживается температура порядка 300 К, а основная причина возможных изменений температуры линзы — смена дневной части орбиты на ночную и наоборот. Следует отметить, что из-за высокой теплопроводности лейкосапфира [7] градиентом температуры линзы в любом направлении можно пренебречь. Оценка теплового баланса такой линзы показывает, что перепад температуры в результате смены день—ночь и наоборот не превышает ~ 50 К, а время установления равновесной температуры — порядка 10^4 с. В связи со сказанным разумно полагать, что коэффициент β_{2e} не зависит от скорости изменения температуры.

Выше указывалось, что в общей формуле (1) влияние температуры на яркость свечения учитывается коэффициентом β_2. Более удобно соответствующую зависимость ввести в коэффициент β_1, представив его в виде выражения (2), где D_{0e} зависит от температуры. Предполагая, что $D_{0e}(T)$ можно аппроксимировать линейной функцией, получим

$$D_{0e}(T) = 10^2(T + T_{\text{а}} - 2T_{\text{к}})(T_{\text{а}} - T_{\text{к}})^{-1},$$

где $T_{\text{к}} = 300$ К, $T_{\text{а}} = 77$ К.

В итоге β_2 становится функцией только T и отражает зависимость стационарной яркости I_c от температуры. Учитывая относительно небольшой возможный перепад температур, будем аппроксимировать $\beta_{2e}(T)$ линейной функцией. Тогда из рисунка получим

$$\beta_{2e}(T) = (0{,}7T + 0{,}3T_{\text{к}} - T_{\text{а}})(T_{\text{к}} - T_{\text{а}})^{-1}.$$

Исходя из модели, согласно которой кинетика изменения локализованных и свободных зарядов в лейкосапфире одна и та же как при облучении электронами, так и протонами (до доз порядка 10^6 Гр), считаем, что

$$\beta_{1p} = \beta_{1e}, \quad \beta_{2p} = \beta_{2e}.$$

Что касается коэффициентов β_e и β_p, то они зависят от плотности ионизации в треке частиц, которыми облучается линза. Экспериментально установлено, что для лейкосапфира, термообработанного в кислороде и содержащего не более 10^4 вес.% примесей, $\beta_e = 9 \cdot 10^{-4}$ кд·с·Гр$^{-1}$·см$^{-3}$.

Величина β_p в настоящее время неизвестна, поэтому (по аналогии со стеклами) для определенности полагаем $\beta_p = 0{,}3\beta_e$. В итоге для яркости люминесцентного свечения линзы космического аппарата, находящегося на орбите L, получаем следующее выражение:

$$I_c^L(t) = 4{,}4\cdot 10^{-3}\beta_c \int_0^l [P_e^L(y, t) + 0{,}3P_p^L(y, t)]\cdot(0{,}7T + 10)\times$$
$$\times \{1 - \exp[-25(D(y, t) + 3{,}2)(520 - T)^{-1}]\}\, dy, \tag{3}$$

где $D(y, t) = \int_0^t [P_e^L(y, \tau) + P_p^L(y, \tau)]d\tau$, а l — толщина линзы. Размерности величин, входящих в формулу (3), следующие: $[D] = \text{Гр}$, $[P_e{}^L] = [P_p{}^L] = \text{Гр}\cdot\text{с}^{-1}$, $[t] = \text{с}$, $[T] = \text{К}$, $[I_c{}^L] = \text{кд}\cdot\text{см}^{-2}$, $[y] = \text{г}\cdot\text{см}^{-2}$.

Рассмотрим теперь метод расчета изменения оптической прозрачности рубина. Изменение оптической плотности ($\Delta\mathscr{D}_{\text{опт}}$) в направлении y на длине волны λ определяется следующим образом:

$$\Delta\mathscr{D}_{\text{опт}} = \int_0^l \alpha_\lambda(y)\, dy,$$

где α_λ — коэффициент наведенного поглощения (НП) на длине волны λ, l — толщина линзы в направлении y.

Величина α_λ в общем случае является функцией многих переменных: $\alpha_\lambda = \alpha_\lambda(D, P, T, T', C)$. В настоящее время нет полной картины зависимости α_λ от всех вышеперечисленных параметров. Наиболее полными сведениями мы располагаем о рубине, содержание хрома в котором не превышает 0,01 вес.% [3—5]. В данном случае, если пренебречь всеми анизотропными эффектами, интенсивность НП есть функция дозы, температуры и концентрации хрома. При этом мы полагаем скорость изменения температуры достаточно малой. Тогда $\alpha_\lambda(y)$ можно представить в следующем виде:

$$\alpha_\lambda(y) = \alpha_0(\lambda) K_1(C) K_2[T(t)] K_3[D(y, t), T(t), C], \tag{4}$$

где $\alpha_0(\lambda)$ — спектр наведенного поглощения, нормированный таким образом, что α_0 (470 нм) $= 1$; K_1, K_2, K_3 — функции от соответствующих параметров, определенные при $\lambda = 470$ нм.

Формула (4) учитывает неизменность формы спектра НП рубина в любых условиях [2].

Исходя из данных, приведенных на рис. 1 работы [3], получим, что коэффициент НП в состоянии насыщения при $T_{\text{к}}$ $K_1(C) = 1{,}48\cdot 10^2 C$ см$^{-1}$.

Что касается коэффициента $K_2(T)$, то в настоящее время неизвестна его зависимость в широком интервале температур. Предполагая, что кристалл рубина находится внутри космического аппарата, можно считать, что его температура изменяется незначительно и, следовательно, допустима линейная аппроксимация зависимости $K_2(T)$. Опираясь на данные работы [3], получим

$$K_2(T) = 4{,}65\cdot 10^{-3}(0{,}88T - 44).$$

Коэффициент K_3 определяет зависимость коэффициента НП от дозы облучения. Здесь следует отметить, что доза, необходимая для насыщения (D_0), зависит от содержания хрома в решетке кристалла. Предполагая, что доза D_0, во-первых, пропорциональна содержанию хрома в решетке α-Al_2O_3 и, во-вторых, линейно зависит от температуры, зависимость $K_3 = K_3(D, T, C)$ в общем виде можно аппроксимировать следующей функцией:

$$K_3 = 1 - \exp[-10^{-3} D C^{-1} (520 - T)^{-1}].$$

В результате изменение оптической плотности в направлении y на длине волны λ определяется выражением

$$\Delta\mathcal{D}_{\text{опт}} = 0{,}17 \int\limits_0^l \alpha_0(\lambda)(0{,}88T - 44) C \{1 - \exp[-10^{-3} D C^{-1} (520 - T)^{-1}]\}\, dy. \quad (5)$$

Для того чтобы воспользоваться выражениями (3) и (5), необходимо знать распределение мощности дозы ионизирующего излучения по глубине образца для каждой траектории полета космического аппарата. Согласно [8], для этого достаточно знать дифференциальный спектр корпускулярного космического излучения на соответствующей орбите.

Предположим, что космический аппарат находится на орбите во время солнечной вспышки, описываемой моделью Бейли [8]. Согласно этой модели, дифференциальный спектр протонов $(dN/dE)dE$ в момент времени t после начала вспышки может быть представлен следующим выражением:

$$\left(\frac{dN}{dE}\right) dE = 7{,}7 \cdot 10^2 t \exp(-2{,}22 \cdot 10^{-7} Et)(2{,}22 \cdot 10^{-7} Et + 2) E^{-3} dE, \quad (6)$$

где E — энергия частиц в спектре, причем 1 МэВ$\leqslant E \leqslant$200 МэВ. Размерности величин, входящих в (6), следующие: $[E]$=МэВ, $[t]$=с, $[dN/dE]$=см^2·ср·с·МэВ$^{-1}$.

Вклад α-частиц на глубине y от поверхности облучаемого образца можно учесть безразмерным коэффициентом $Q(y)$:

$$Q(y) = 2(0{,}37 + y)^{-1}(1 + 0{,}1y)^{-1}, \quad (7)$$

где $[y]$=г·см$^{-2}$.

Воспользовавшись формулами (3), (5)—(7) и переходя от дифференциального спектра к распределению мощности дозы по глубине образца (по методике, изложенной в [8]), мы рассчитали изменение оптической плотности рубина и уровень люминесцентной помехи от лейкосапфировой линзы для указанной орбиты космического аппарата.

Время полета, с	$1{,}8 \cdot 10^3$	$7{,}2 \cdot 10^3$	10^5	10^6	$5 \cdot 10^6$
$\Delta\mathcal{D}_{\text{опт}}$	$7{,}7 \cdot 10^{-7}$	$3{,}7 \cdot 10^{-6}$	$1{,}2 \cdot 10^{-5}$	$1{,}4 \cdot 10^{-3}$	5,1
I_c, мккд·см$^{-2}$	$2{,}8 \cdot 10^{-4}$	$1{,}5 \cdot 10^{-3}$	$6{,}2 \cdot 10^{-3}$	$2{,}2 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-1}$

Результатами вычислений, которые приведены в таблице, можно пользоваться для оценки $\Delta\mathcal{D}_{\text{опт}}$ и I_c в конкретных условиях. При вычислениях изменения оптической плотности (на длине волны 470 нм) принималось, что образец толщины 16 г·см$^{-2}$ находится внутри космического аппарата за защитой 1 г·см$^{-2}$, а содержание примеси хрома C=0,01 вес.%.

Таким образом, настоящая работа на примере рубина и лейкосапфира демонстрирует общий подход к практической разработке методик прогнозирования с помощью ЭВМ оптических свойств прозрачных материалов в условиях воздействия космического ионизирующего излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Stickly S. M. et al. J. Appl. Phys., 1969, 40, N 4, p. 1792. [2] Бессонова Т. С. и др. Опт. и спектр., 1974, 37, № 4, с. 701. [3] Бессонова Т. С. и др. Журн. прикл. спектр., 1977, 27, № 2, с. 238. [4] Акишин А. И., Бессонова Т. С., Собко А. И. В кн.: Тез. докл. Всесоюз. конф. «Радиац. эффекты в твердых телах». Ашхабад, 1977, с. 9. [5] Бессонова Т. С., Собко А. И. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1980, 21, № 1, с. 63. [6] Бессонова Т. С., Собко А. И. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1979, 20, № 6, с. 62. [7] De Goer A. M., Dreyfus B. Phys. Stat. Sol., 1967, 22, N 1, p. 77. [8] Хаффнер Д. Ядерное излучение и защита в космосе. М.: Атомиздат, 1971.

Поступила в редакцию
18.01.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 2

УДК 539.284

ОБ ОДНОМ РЕЖИМЕ РАЗВИТИЯ КОЛЕБАНИЙ В СПИНОВОМ ГЕНЕРАТОРЕ

Л. С. Корниенко, А. Л. Коткин, Д. М. Литвак, Ю. В. Павлов, Р. М. Умарходжаев

(НИИЯФ)

В сообщении приводятся результаты теоретического и экспериментального изучения процесса установления колебаний в спиновом генераторе (СГ) в зависимости от величины коэффициента усиления в цепи обратной связи. Рассмотрены различия в переходных процессах различных типов генераторов с инерционной нелинейностью: СГ, твердотельных лазеров (ТТЛ) [1], генераторов с детектором [2].

Рассмотрение переходных процессов в спиновом генераторе проводится на примере генератора Шмельцера [3] с широкополосной цепью обратной связи, характеризуемой коэффициентом передачи $Ke^{i\psi(\omega)}$, где $\psi(\omega)$ — фазовый сдвиг на частоте генерации. Рабочее вещество описывается уравнениями Блоха [4]. При регистрации поперечной компоненты M_y сигнала магнитного резонанса уравнения СГ для медленно меняющихся амплитуд в безразмерной форме имеют вид:

$$\begin{aligned} &\dot{x}+x(1-kz\cos\psi)=0, \\ &\dot{z}+nz-n=-kx^2\cos\psi, \\ &\dot{\varphi}+\omega_0/\delta_2+kz\sin\psi=0, \end{aligned} \qquad (1)$$

где x и z — поперечная и продольная компоненты вектора намагниченности; $n=T_2/T_1=\delta_1/\delta_2\ll 1$ — отношение поперечного и продольного времен релаксации; $k=K\gamma M_0T_2$ — приведенный коэффициент усиления цепи обратной связи; M_0 — стационарная намагниченность; φ — мгновенная частота генерации; ω_0/δ_2 — безразмерная ларморова частота. Производные берутся по безразмерному времени $\tau=t/T_2=\delta_2 t$.

Система уравнений (1) описывает также и спиновый генератор боковой полосы, работающий в режиме малых индексов модуляции [5], когда дополнительной нелинейностью в нем можно пренебречь.