

refractive index is not sufficient to describe this "buffer" radiation, which is responsible for both refracted and reflected rays. The effect of birefringence and interference pattern of refracted rays is predicted near the vacuum/excited medium interface. The "buffer" radiation suppresses the induced radiation near the interface; as a result we predict angle-frequency broadening of ray transmitting through a thin film of excited medium and incident ray at inclined angle. We obtain and investigate the system of kinetic equations, which describe the evolution of quantized radiation in markedly nonhomogeneous media of excited atoms. Obtaining the equations we took into account diffraction phenomena.

УДК 538.56:625.365

Условия просветления и частотные характеристики отражения электромагнитного излучения теплового приемника в области его дисперсии волн

Ч. О. Каджар, С. Р. Касимова

Институт физики НАН Азербайджана, г. Баку, Азербайджан

Изучены условия просветления теплового приемника электромагнитного излучения в зависимости от длины волны падающего излучения, толщины просветляющего слоя покрытия и оптических свойств покрытия и приемника, обладающего дисперсией волн релаксационного типа. Проведен анализ частотных характеристик отражения волн просветленного теплового приемника излучения с учетом его оптических свойств и при избирательных толщинах слоя покрытия.

Для повышения чувствительности плоских тепловых приемников электромагнитного излучения их внешнюю поверхность покрывают слоем непоглощающего вещества, при этом толщина слоя и материал просветляющего покрытия подбираются таким образом, чтобы обеспечить безотражательное прохождение в приемник падающего на него излучения [1]. Моделируя тепловой приемник сильногопоглощающей подложкой бесконечной толщины, в работе [2] было установлено, что безотражательное прохождение электромагнитного излучения в подобной двухслойной системе покрытие—подложка становится возможным при выполнении следующего соотношения между коэффициентом преломления волны n_1 вещества просветляющего покрытия, коэффициентом преломления волны n и показателем поглощения χ материала поглощающей подложки

$$\chi = \sqrt{(n-1)(n_1^2 - n)} \quad (1)$$

При этом требуемая толщина l слоя покрытия такой двухслойной системы выбирается в соответствии с выражением

$$\frac{l}{\lambda_1} = \frac{2N-1}{4} + \frac{1}{4\pi} \operatorname{arctg} \frac{2\chi n_1}{n_1^2 - n^2 - \chi^2}, \quad (2)$$

где $\lambda = \lambda/n_1$;

λ и λ_1 — длина волны излучения, соответственно, в свободном пространстве и в веществе покрытия;

N — порядковый номер нулевого минимума зависимости амплитуды отраженной волны от толщины слоя покрытия [2].

В частном случае при отсутствии поглощения волн в материале подложки ($\chi = 0$) толщина просветляющего слоя покрытия становится по величине кратной $\lambda_1/4$, а соотношение между оптическими параметрами двухслойной системы принимает вид $n_1 = n^2$, что согласуется с известными условиями просветления в непоглощающих слоистых средах [3].

Полученные в работе [2] уравнения (1) и (2) справедливы при заданной частоте падающего излучения. В действительности, оптические параметры n и χ любого поглощающего вещества зависят от частоты, и учет этой зависимости должен изменять условия просветления подложки.

Рассмотрим условия просветления двухслойной системы покрытие—подложка, у которой материал подложки обладает дисперсией волн релаксационного типа. Данный тип дисперсии волн обнаруживается у полярных веществ в диапазоне сверхвысоких частот и, как правило, характеризуется экспоненциальным видом изме-

нения электрической поляризации вещества во времени при снятии внешнего электрического поля. В дисперсионной области таких веществ частотные зависимости их диэлектрической проницаемости ϵ' и диэлектрических потерь ϵ'' адекватно описываются уравнениями Дебая

$$\epsilon' = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{1 + (\omega\tau)^2}; \quad \epsilon'' = (\omega\tau) \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{1 + (\omega\tau)^2}, \quad (3)$$

где $\epsilon_0, \epsilon_\infty$ — внедисперсионные значения статической и высокочастотной диэлектрической проницаемости вещества, соответственно;

τ — время релаксации;

ω — круговая частота [4].

Входящие в уравнения (1) и (2) величины ϵ' и ϵ'' связаны со значениями n и χ материала подложки следующими известными соотношениями:

$$\epsilon' = n^2 - \chi^2; \quad \epsilon'' = 2n\chi. \quad (4)$$

Подставим в уравнения (3) выражения (4) для ϵ' , ϵ'' и исключим из полученных уравнений ω . Получим, что

$$\chi = \sqrt{4n^2a + b^2} - (n^2 + a), \quad (5)$$

где $a = (\epsilon_0 + \epsilon_\infty)/2$; $b = (\epsilon_0 - \epsilon_\infty)/2$.

Совместное рассмотрение уравнений (1), (2) и (5) позволяет определить избирательные значения толщины слоя покрытия и частоты падающего излучения при заданных величинах оптических коэффициентов двухслойной системы или решить обратную задачу выбора оптимальных параметров подобной системы, соответствующих условиям безотражательного гашения в ней излучения заданной частоты. Для иллюстрации возможности проведения таких расчетов на рис. 1 представлены два семейства зависимостей χ от n , полученных с использованием уравнений (1) и (5), соответственно, при заданных значениях n_1 (сплошные линии) и ϵ_0 при $\epsilon_\infty = 2$ (пунктирные линии). При заданных величинах n_1 покрытия и $\epsilon_0, \epsilon_\infty$ поглощающей подложки условиям просветления двухслойной системы удовлетворяют значения n, χ подложки, равные координатам точек пересечения соответствующих кривых обоих семейств.

В соответствии с разработанными алгоритмами решения системы уравнений (1), (2) и (5), если заданными являются величины n_1 материала покрытия и $\epsilon_0, \epsilon_\infty, \tau$ выбранного вещества подложки, то из совместного решения уравнений (1) и (5) могут быть вычислены избиратель-

ные значения n и χ подложки. Знание последних делает возможным определить по уравнению (2) требуемую толщину l_0 просветляющего слоя покрытия и длину волны λ_0 падающего излучения, при которой выполнимы условия просветления данной подложки. Величина λ_0 определяется по выражению, вытекающему из уравнений (3) и (4)

$$\lambda_0 = \frac{\pi c \tau}{\chi n} (n^2 - \chi^2 - \epsilon_\infty),$$

где c — скорость света.

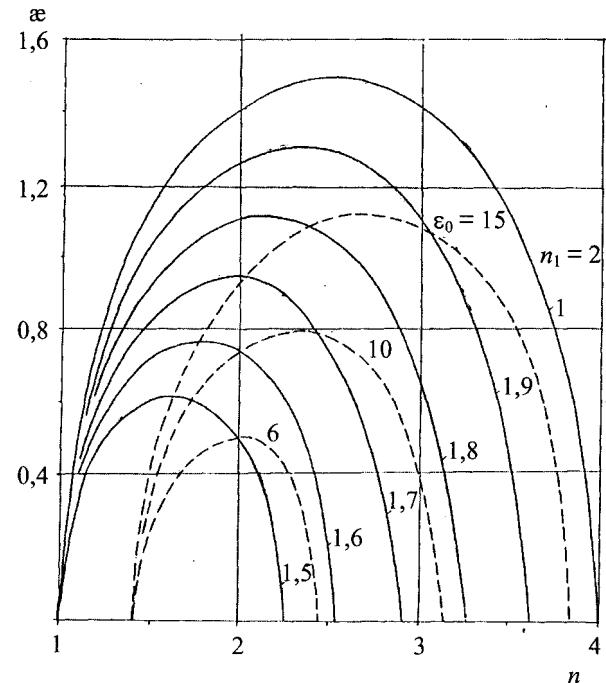


Рис. 1. Зависимости между показателем поглощения χ и коэффициентом преломления n волны вещества подложки двухслойной системы, соответствующие условиям ее просветления (сплошные линии) и уравнениям Дебая (пунктирные линии).

Аналогичным образом с помощью уравнений (1)–(5) может быть решена задача нахождения n_1 и l_0 покрытия при заданных значениях частоты падающего излучения и диэлектрических характеристик $\epsilon_0, \epsilon_\infty$ и τ вещества подложки. В этом случае для нахождения n_1 может быть использовано уравнение, вытекающее из совместного рассмотрения уравнений (1) и (5)

$$n_1^2 = \frac{1}{n-1} \left[\sqrt{4n^2a + b^2} - (n+a) \right].$$

Используя указанные алгоритмы решения полученных уравнений, были вычислены избирательные значения длины волны излучения λ_0 и толщины l_0 слоя просветляющего покрытия подложки, при которых обеспечивается полное гашение в ней падающего излучения. В качестве

материала покрытия использовано вещество со значением $n_1 = 1,5$, а в качестве подложек выбраны полярные жидкости, обладающие в диапазоне микроволн дисперсией волн Дебаевского типа. Результаты этих расчетов сведены в таблицу. Используя те же алгоритмы решения полученных уравнений, проведен анализ зависимостей между избирательными значениями λ_0 , l_0 и статическими и динамическими характеристиками ϵ_0 , ϵ_∞ , τ материалов покрытия и подложки просветленной системы. Результаты этого исследования представлены на рис. 2 в виде обобщенной номограммы для случая $\epsilon_\infty = 2$.

Вещество	ϵ_0	ϵ_∞	$\tau \cdot 10^{-12}$ с	λ_0 , см	l_0 , см	$\Delta\lambda/\rho_g\lambda$
Ацетон	21,2	1,90	3,01	0,0584	0,00588	3,08
Циклогексанон	16,0	2,18	10,3	0,304	0,0335	3,72
4-винилпиридин	10,5	2,74	30,8	1,73	0,218	3,48
4-этилпиридин	11,0	2,52	22,0	1,14	0,138	3,51
Этиловый спирт	25,8	1,85	140	2,13	0,208	3,77
Хлорбензол	5,74	2,55	7,0	1,55	0,222	3,17
Нитробензол	35,9	3,84	49,0	0,55	0,0747	4,00
Фенол	11,7	3,19	87	4,14	0,545	3,62

Примечание. ϵ_0 — статическая диэлектрическая проницаемость полярных жидкостей; ϵ_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость полярных жидкостей; τ — время релаксации; λ_0 — длина волны электромагнитного излучения; l_0 — толщина слоя покрытия; $\Delta\lambda/\rho_g\lambda$ — относительные полосы избирательного поглощения полярных жидкостей; $n_1 = 1,5$ — коэффициент преломления покрытия; 20 °C — температура, при которой проводились исследования.

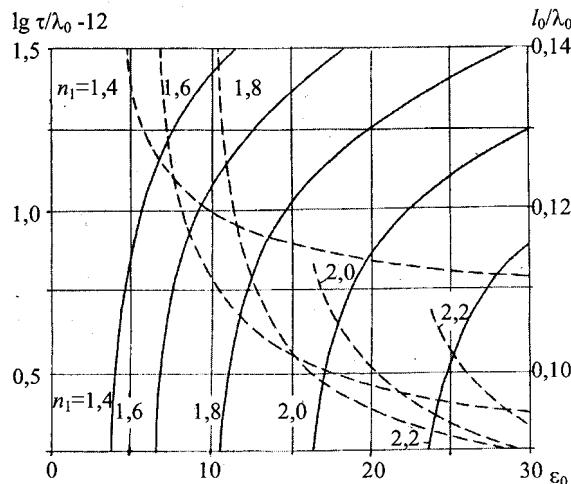


Рис. 2. Зависимости между статической проницаемостью ϵ_0 , временем релаксации τ вещества подложки, коэффициентом преломления n_1 покрытия и избирательными значениями длины волны излучения λ_0 и толщины l_0 слоя покрытия, соответствующие условиям просветления поглощающей подложки

Определенный практический интерес представляли исследования частотных характеристик отражения волн просветленной двухслойной системы при ее избирательных значениях толщины l_0 слоя и коэффициента преломления волны n_1 покрытия при условии, что диэлектрические свойства подложки в области ее дисперсии описываются уравнениями Дебая.

Для анализа частотных характеристик отражения волн просветленной системы покрытие—поглощающая подложка использовалось выражение для определения комплексной вели-

чины коэффициента отражения волны ρ рассматриваемой системы:

$$\rho = \frac{Z_{ent} - Z_0}{Z_{ent} + Z_0}, \quad (6)$$

где $Z_{ent} = Z_1 \frac{Z + iZ_1 \operatorname{tg} 2\pi x}{Z_1 + iZ \operatorname{tg} 2\pi x}$ — входное сопротивление двухслойной системы;

Z_0 , Z_1 , Z — волновые сопротивления, соответственно, свободного пространства, вещества покрытия и подложки; $x = l_0/\lambda_1$ [5].

Подставив в уравнение (6) выражения для $Z = Z_0/(n - i\chi)$ и $Z_1 = Z_0/n_1$, получим следующее выражение для модуля коэффициента отражения волны:

$$\rho = \sqrt{\frac{(E-1)^2 + F^2}{(E+1)^2 + F^2}}, \quad (7)$$

$$\text{где } E = \frac{n(1+a^2)}{n^2 + \chi^2 - 2an_1\chi + a^2\chi^2};$$

$$F = \frac{a(n^2 + \chi^2 - n_1^2) + n_1\chi(1-a^2)}{n_1(n^2 + \chi^2 - 2an_1\chi + a^2\chi^2)}.$$

Исследования частотных характеристик отражения волны двухслойных систем покрытие—подложка проводились в свободном пространстве в интервале частот 1–100 ГГц. В качестве материала подложки рассматриваемых систем были выбраны вещества, диэлектрические свойства которых описываются уравнениями Дебая и имеют значения ϵ_0 , τ , соответственно, в пределах 5–30 ед. и $5-100 \cdot 10^{-12}$ с и $\epsilon_\infty = 2$. В качестве материала покрытия использовалось вещество со значением коэффициента преломления $n_1 = 1,5$. Вычисления избирательных значений l_0 , используемых в уравнении (7), выполнялись при заданных величинах ϵ_0 , ϵ_∞ , τ и n_1 подложки и покрытия из совместного решения уравнений (1)–(5). Было

установлено, что с ростом величины ϵ_0 нулевой минимум частотных характеристик отражения волны системы смещается в область высоких частот; при этом их вид не изменяется, если в качестве переменного параметра использовать отношение τ/λ (рис. 3). Последнее показывает, что при заданной величине ϵ_0 избирательное значение λ_0 должно изменяться синхронно с изменением величины τ вещества подложки, т. е. с ростом τ нулевые минимумы частотных характеристик отражения волны должны смещаться в область низких частот. При этом изменение τ не оказывает влияния на полосу избирательного поглощения, падающего на систему излучения; ее величина зависит только от ϵ_0 , ϵ_∞ и номера N нулевого минимума ρ . С ростом номера N полоса избирательного поглощения излучения существенно снижается по своей величине. Это подтверждают приведенные на рис. 4 частотные характеристики отражения волны просветленной двухслойной системы, где в качестве материала подложки использован этиловый спирт, а в качестве покрытия — вещество с коэффициентом преломления $n_1 = 1,5$ и с расчетными избирательными значениями толщин слоя покрытия 0,21; 0,92; 1,63 см, соответствующими $N = 1, 2$ и 3.

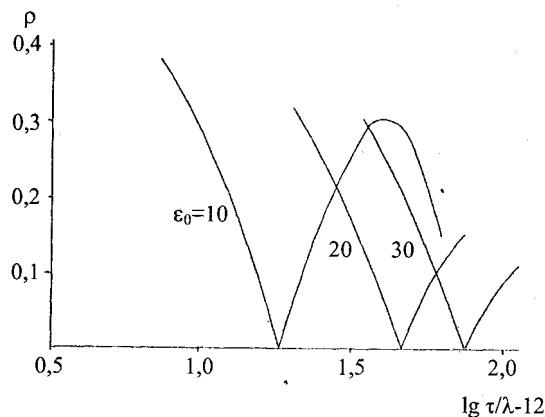


Рис. 3. Частотные характеристики отражения волны просветленного поглотителя при коэффициенте преломления покрытия $n_1 = 1,5$ и различных значениях статической диэлектрической проницаемости ϵ_0 и времени релаксации τ поглотителя. Высокочастотная диэлектрическая проницаемость поглотителя $\epsilon_\infty = 2$

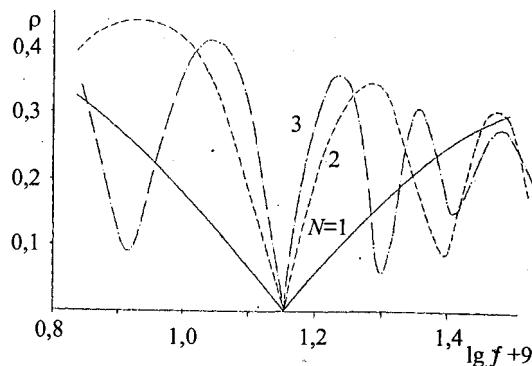


Рис. 4. Частотные характеристики отражения волны этилового спирта при наличии просветляющего покрытия с коэффициентом преломления $n_1 = 1,5$

По результатам проведенных исследований определены значения относительной полосы просветления $\Delta\lambda/\lambda$ ряда полярных жидкостей при $N = 1$. Величина $\Delta\lambda/\lambda$ оценивалась вблизи избирательных значений λ_0 и λ_0 при $n_1 = 1,5$ и в предположении, что значение модуля коэффициента отражения волны ρ_g двухслойной системы на границах полосы не превышает величину 0,01. Данные этих вычислений приведены в таблице; они достаточно близки к величине $\Delta\lambda/\lambda_0$ тех же двухслойных систем, но полученных с использованием формулы

$$\frac{\Delta\lambda}{\rho_g \lambda_0} = \frac{\operatorname{sh} 4\pi xy}{\pi x},$$

в работе [2] при допущении постоянства значений оптических параметров системы в пределах полосы.

Литература

1. Ван де Виле Ф.// Просветляющие пленки и многослойные структуры// Сб. Полупроводниковые формирователи сигналов изображения. — М.: Мир, 1979. — 576 с.
2. Каджар Ч. О., Касимов Р. М., Касимова С. Р.// Прикладная физика. — ФГУП "ВИМИ", 2000. № 4. С. 101
3. Бреходских Л. М. Волны в слоистых средах. — М.: Изд-во АН СССР, 1957. — 402 с.
4. Ахадов Я. Ю. Диэлектрические параметры чистых жидкостей. — М.: Изд-во МАИ, 1999. — 834 с.
5. Харвей А. Ф. Техника сверхвысоких частот. — М.: Изд-во Сов. радио, 1965. — 724 с.

Статья поступила в редакцию 3 августа 2004 г.

The conditions of translucence and frequency characteristics of reflection of electromagnetic radiation of thermo receiver in its wave dispersion region

Ch. O. Qajar, S. R. Kasimova

Institute of Physics of Azerbaijan National Academy of Sciences, Baku, Republic of Azerbaijan

The conditions of translucence of thermo receiver of electromagnetic radiation in connection with wavelength of falling radiation, thickness of translucented layer of cover and opti-

cal properties of cover and receiver, which have wave dispersion of relaxation type are investigated. The frequency characteristics of wave reflection of translucenced thermo receiver's radiation with its optical properties and selective thicknesses of cover's layer are analyzed.

УДК 541.15

Изменение теплофизических характеристик полимерных материалов под действием γ -облучения

Часть I. Удельная теплоемкость

A. A. Коптелов, С. Г. Жиров, Ю. М. Милёхин

Федеральный центр двойных технологий "Союз", Московская обл., г. Дзержинский

Приведены результаты определения эффективной удельной теплоемкости C_p полимерных материалов в ходе непрерывного γ -облучения и в режиме постэффекта (непосредственно после облучения). Показано, что наблюдаемые отличия C_p от исходных значений теплоемкости C_{p0} для необлученных образцов обусловлены протеканием в исследуемых полимерах ряда радиационно-инициированных экзотермических реакций ("исчезновение" двойных связей, рекомбинация накопленных радикалов и др.). После отжига или длительного хранения существенные различия между C_p и C_{p0} характерны в основном для полимеров, степень кристалличности которых изменяется в ходе облучения.

Исследование теплофизических свойств полимеров, подвергающихся воздействию ионизирующих излучений, может дать ценную информацию о протекающих в них структурных превращениях и позволяет количественно охарактеризовать параметры радиационно-химических процессов (РХП) [1–9]. В настоящей работе приведен анализ результатов экспериментального исследования влияния γ -излучения относительно низкой интенсивности (мощность поглощенной дозы $N \sim 0,5$ Гр/с) на удельную теплоемкость некоторых полимерных материалов.

Теплоемкость полимерных диэлектриков определяется интегральным спектром фононов и по этой причине в значительной мере не является структурно-чувствительным свойством [10]. Это обстоятельство приводит к тому, что для многих полимеров даже при относительно больших поглощенных дозах излучения ($D \sim 1000$ кГр) изменения теплоемкости, имеющие необратимый характер, не превышают разброса ее значений, полученных в различных лабораториях на одних и тех же необлученных образцах [11] (по оценкам [10], этот разброс составляет 1–3 %). Иначе обстоит дело при измерении теплоемкости непосредственно в ходе облучения и сразу после его окончания. В этих случаях уместно говорить о некоторых "эффективных" значениях теплоемкости, включающих в себя существенную "обратимую" составляющую [5], определяемую тепловыми эффектами ради-

ционно-инициированных реакций. Сравнение теплоемкости, измеренной в этих условиях, с ее значениями для необлученных образцов позволяет не только определить интегральную величину тепловых эффектов РХП, но и уточнить кинетику их протекания [6–9].

Приведенные ниже результаты измерения теплоемкости во время и после облучения получены на промышленных образцах полиэтилена низкой плотности (ПЭНП), полиметилметакрилата (ПММА), политетрафторэтилена (ПТФЭ) и эластомеров на основе этилен-пропиленового (СКЭПТ), бутадиен-нитрильного (СКН) и фторсодержащего (СКФ) каучуков.

Измерения удельной теплоемкости C_p непосредственно в ходе облучения ПЭНП, ПММА и ПТФЭ дозами $D \sim 10$ кГр были проведены методом, изложенным в работах [12, 13]. Исследуемые образцы в форме цилиндров (длина 80 мм, диаметр 35 мм) нагревали в адиабатическом калориметре за счет поглощения γ -излучения. По аналогии с классическим определением удельной теплоемкости при постоянном давлении в работе [12] введено определение ее эффективного значения в поле излучения

$$C_p = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta D}{\Delta T} \right)_p ,$$

где ΔT — подъем температуры облучаемого материала при поглощении им дозы ΔD .