

РАДИОФИЗИКА

УДК 537.521.7 : 621.385.6

РАЗВИТАЯ СТАДИЯ ВТОРИЧНО-ЭМИССИОННОГО СВЧ-РАЗРЯДА
В РЕЛЯТИВИСТСКОМ ЧЕРЕНКОВСКОМ ГЕНЕРАТОРЕ

С. Ю. Галузо, Н. В. Одинцова

(кафедра физической электроники)

Проанализирован установившийся режим одностеночного и двустеночного вторично-эмиссионных резонансных разрядов (ВЭРР) в СВЧ-поле черенковского генератора с замедляющей системой в виде гофрированного (диафрагмированного) волновода и электростатическом поле релятивистского электронного пучка. Получены зависимости плотности и толщины сформировавшегося сгустка от параметров задачи. Оценена мощность, рассеиваемая ВЭРР в поверхностном слое металла.

Как показывают экспериментальные данные, уровень энергии излучения мощных СВЧ-генераторов ограничен [1, 2]. Для объяснения этого явления было предложено [2, 3] рассмотреть вторично-эмиссионный резонансный разряд (ВЭРР), который заключается в периодическом движении электронного сгустка, взаимодействующего с поверхностью металла. Число электронов в сгустке может быстро расти со временем за счет процессов вторичной эмиссии. ВЭРР приводит к нагреву стенок, к десорбции со стенок остаточных молекул газа и последующей их ионизации электронным ударом. Образованная таким образом плазма является поставщиком нерезонансных электронов для разрядной лавины и создает условия для пробоя. Интенсивность этих процессов зависит от плотности потока энергии, выводимой сгустком на поверхность волновода на развитой стадии разряда. Анализу такой стадии в релятивистском черенковском генераторе на гофрированном волноводе и посвящена настоящая работа.

В ряде работ для оценки плотности сформировавшегося электронного сгустка и потока энергии на стенки используются данные кинематической теории ВЭРР, не учитывающей влияние пространственного заряда сгустка. Например, в работе [3] для этого используется довольно грубое предположение о том, что максимально возможное собственное поле сгустка равно СВЧ-полю. В работе [4] для одностеночного ВЭРР считается, что поле сгустка определяется диапазоном электростатических полей, соответствующих области устойчивых резонансных фаз. В работе [5] определяется глубина потенциальной ямы, созданной сгустком (представленным в виде тонкого диска), в момент соударения с пластиной и сравнивается с энергией вторично-эмитированных электронов. При этом во всех работах считается, что фазовая ширина сгустка и энергия бомбардировки близки к тем, что дает кинематическая теория.

Обоснованность этих предположений можно проверить в рамках теории пространственного заряда, которая рассматривает динамику электронов с учетом собственного поля сгустка. При таком подходе, вообще говоря, нужно описывать сгусток функциями распределения его электронов по координатам и скоростям, однако выбор соответствующей модели позволяет существенно упростить математические расчеты и получить наглядные результаты. Такая модель предлагается в работе [6], где сгусток характеризуется движением его центрально-

го электрона и продольной деформацией в предположении, что функция распределения пространственного заряда по координате имеет симметричный вид. В работе [6] полагается, что плотность сгустка будет максимальной, когда его фазовая ширина станет равна ширине области фазовой устойчивости центрального электрона. Последнее предположение является не совсем оправданным, и необходимо определить границы его применимости. Модель [6] позволяет рассчитать предельную плотность сгустка для разрядов в постоянном однородном электрическом поле, однако получить качественно верные результаты для ВЭРР в неоднородном электростатическом поле с ее помощью не удалось.

Рассмотрим разряд в релятивистском черенковском СВЧ-генераторе, с замедляющей системой в виде гофрированного волновода (рис. 1, а). В этом случае электроны возвращаются к поверхностям кулоновским полем релятивистского электронного пучка, которое симметрично относительно середины расстояния между стенками. Старто-

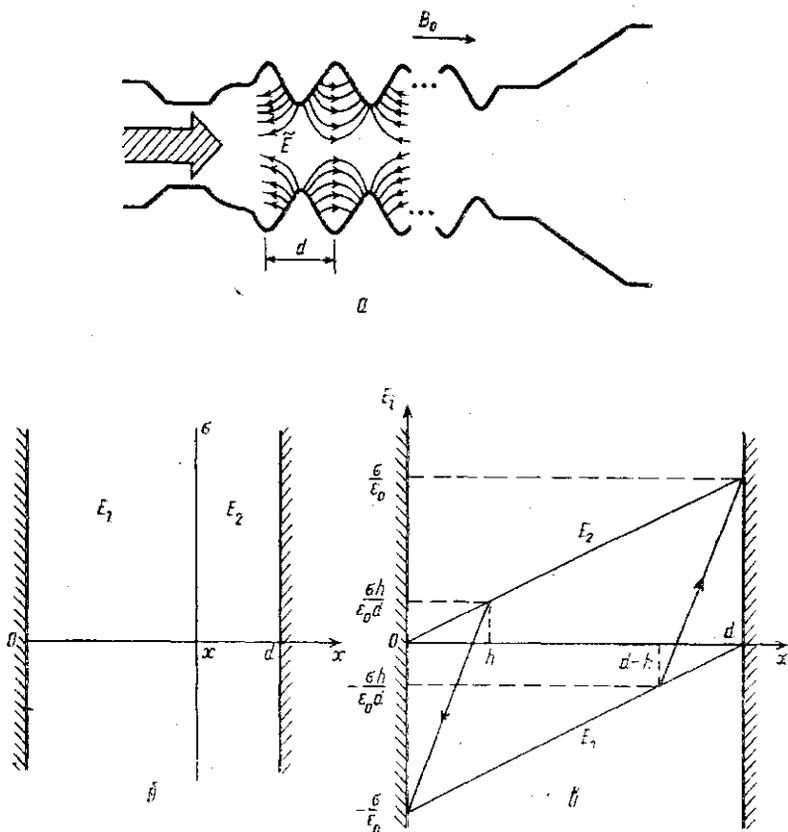


Рис. 1. а — Структура СВЧ-поля E в рабочем пространстве генератора. б — Геометрия модели. в — Распределение полей пространственного заряда в зазоре и их изменение при подлете сгустка к стенкам (показано стрелками): x — текущая координата сгустка, σ — поверхностная плотность пространственного заряда, d — ширина зазора, h — толщина сгустка, E_1 и E_2 — поля пространственного заряда слева и справа от сгустка

вый режим разряда в такой системе описан в работе [4]. Опишем установившийся режим ВЭРР в этой системе с учетом пространственного заряда, найдем плотность сформировавшегося сгустка и определим максимальную мощность, поглощаемую разрядом.

Для аппроксимации функции распределения плотности пространственного заряда сгустка по координате оценим его максимальную толщину, которую можно записать как $h \sim V_b \Delta\phi / \omega$, где V_b — скорость бомбардировки, $\Delta\phi$ — фазовая ширина сгустка, ω — частота СВЧ-поля. Скорость бомбардировки на первой кратности резонанса порядка скорости осцилляции электрона в СВЧ-поле V_a и с ростом кратности резонанса она уменьшается. Для оценки максимальной толщины сгустка положим $V_b \sim V_a = a\omega$, где a — масштаб осцилляций электрона, $a = eE/m\omega^2$, E — амплитуда СВЧ-поля. Тогда толщина сгустка определится как $h \sim a\Delta\phi$. Полагая для оценки, что фазовая ширина сгустка порядка ширины области фазовой устойчивости в кинематической теории, и, пользуясь результатами [4], получим, что отношение толщины сгустка к ширине зазора d для одностеночного ВЭРР (ВЭРР₁) составляет $10^{-3} \div 10^{-2}$ уже на первом порядке резонанса, а для двустеночного (ВЭРР₂) — $0,1 \div 0,3$ на первом порядке и $10^{-3} \div 10^{-2}$ — на втором. Таким образом, для ВЭРР₁ и, начиная со второго порядка, для ВЭРР₂ разрядное облако представляет собой тонкий диск и функция распределения плотности заряда по координате близка к дельтообразной.

Рассчитаем поле пространственного заряда сгустка, представив его заряженной плоскостью с поверхностной плотностью заряда σ и текущей координатой x (рис. 1, б). Учитывая, что общий заряд системы равен нулю, а стенки находятся под одним потенциалом, получим выражения для полей: $E_0 = -\sigma(1 - 2x/d)/(2\epsilon_0)$ — в центре сгустка и $E_1 = -\sigma(1 - x/d)/\epsilon_0$, $E_2 = \sigma x/(\epsilon_0 d)$ — на границах. Здесь не учитывается изменение собственных полей сгустка при ударе о стенку. Это допущение мы обсудим ниже.

Добавим поле сгустка ко внешним полям — однородному СВЧ- полю $\tilde{E} \sin(\omega t + \phi)$ и кулоновскому полю пучка $E_q(1 - 2x/d)$ [4]. Сгусток будем описывать тремя электронами — центральным (нулевым), крайним слева (первым) и крайним справа (вторым). Уравнение движения каждого электрона имеет вид

$$m\ddot{x}_i = e \left[\tilde{E} \sin(\omega t_i + \phi_i) - E_q \left(1 - \frac{2x_i}{d} \right) + E_i \right], \quad i = 0, 1, 2$$

(ϕ_i — фаза вылета i -го электрона относительно СВЧ-поля).

Решая это уравнение с нулевыми начальными условиями, получим

$$x_i = C_i d \left(1 - \text{ch}(\kappa T_i) \right) + \frac{u d}{1 + \kappa^2} \left\{ \cos \phi_i \frac{\text{sh}(\kappa T_i)}{\kappa} + \right. \\ \left. + \sin \phi_i \text{ch}(\kappa T_i) - \sin(T_i + \phi_i) \right\}. \quad (1)$$

Здесь введены обозначения: $T_i = \omega t_i$, $u = eE/(m\omega^2 d)$ — приведенная амплитуда осцилляции электрона в СВЧ-поле, $\kappa = (\kappa_1^2 + \kappa_2^2)^{1/2}$, $\kappa_1^2 = 2eE_q/(md\omega^2)$ — параметр кулоновского поля пучка, $\kappa_2^2 = e\sigma/(md\omega^2\epsilon_0)$ — параметр собственного поля сгустка, $\alpha = \kappa_1^2/(2\kappa^2)$, $C_0 = 1/2$, $C_1 = 1 - \alpha$, $C_2 = \alpha$.

Рассмотрим сначала двустеночный разряд. Резонансные фазы вылета ϕ_{si} определяются из уравнения $x_i(\phi_{si}, \pi(2n-1)) = d$ (из (1)). Выразим отсюда резонансные амплитуды осцилляций электронов u_i :

$$u_i = \frac{(1 + \kappa^2) \{C_i [\operatorname{ch}(\kappa\pi(2n-1)) - 1] + 1\}}{\cos \varphi_{si} \operatorname{sh}(\kappa\pi(2n-1)) / \kappa + \sin \varphi_{si} [\operatorname{ch}(\kappa\pi(2n-1)) + 1]} \quad (2)$$

Анализ устойчивости колебаний при малых отклонениях фаз от резонансной [3] показывает, что резонансная фаза должна удовлетворять неравенству

$$-2 \leq \left. \frac{dT_i}{d\varphi_i} \right|_{\varphi_i = \varphi_{si}} \leq 0. \quad (3)$$

Учитывая условие вылета $\ddot{x}_i|_{T_i=0} \geq 0$, получим, что области устойчивых резонансных фаз определяются неравенством

$$\operatorname{tg} \varphi_{i1} \leq \operatorname{tg} \varphi_{si} \leq \operatorname{tg} \varphi_b,$$

где

$$\operatorname{tg} \varphi_b = \kappa \operatorname{cth}(\kappa\pi(2n-1)/2) \quad (4)$$

(как видно из (2), φ_b совпадает с минимумом кривых $u_i(\varphi_{si})$),

$$\operatorname{tg} \varphi_{i1} = \left\{ \frac{1/\kappa + \kappa}{C_i \operatorname{sh}(\kappa\pi(2n-1))} + \frac{1 + \kappa^2}{\operatorname{tg} \varphi_b} - \operatorname{tg} \varphi_b \right\}^{-1}. \quad (5)$$

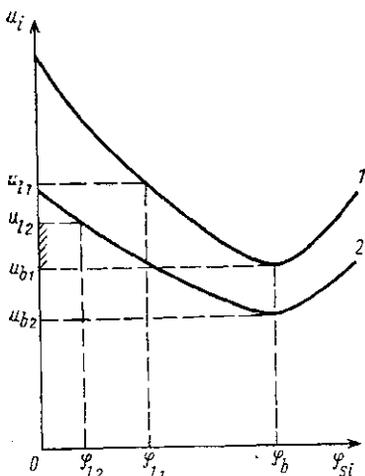


Рис. 2. Качественное поведение зависимостей резонансных значений приведенных амплитуд осцилляций u_i первого (1) и второго (2) электронов от их фаз вылета φ_{si} . Штриховкой показана область существования разряда

Разряд будет существовать, если области изменения параметров амплитуд осцилляций крайних электронов, соответствующие областям устойчивых резонансных фаз, пересекаются. С учетом того, что $C_1 \geq C_2$, из (2), (4) и (5) видно, что разряд существует в области от $u_{b1} = u_1(\varphi_b)$ до $u_{i2} = u_2(\varphi_{i2})$, и максимальное значение параметра собственного поля сгустка κ_2 определится из уравнения $u_{i2} = u_{b1}$ (это пояснено графически на рис. 2). На рис. 3,а показана зависимость предельного параметра собственного поля сгустка κ_2 от параметра кулоновского поля пучка κ_1 для первых трех порядков резонанса. Видно, что в отсутствие поля пучка ($\kappa_1 = 0$) сгусток ВЭРР₂ имеет максимальную плотность, а с ростом поля пучка предельная плотность сгустка падает.

При описании развитой стадии одностеночного разряда фазы первого и второго электронов нельзя искать независимо друг от друга, так как

при ударе о стенку первый электрон выбьет из нее электрон, который теперь будет вторым, и наоборот. Считая, что электроны «восстанавливаются в своих функциях» через два периода, резонансные фазы φ_{si} и времена пролета крайних электронов T_{si} можно определить из системы

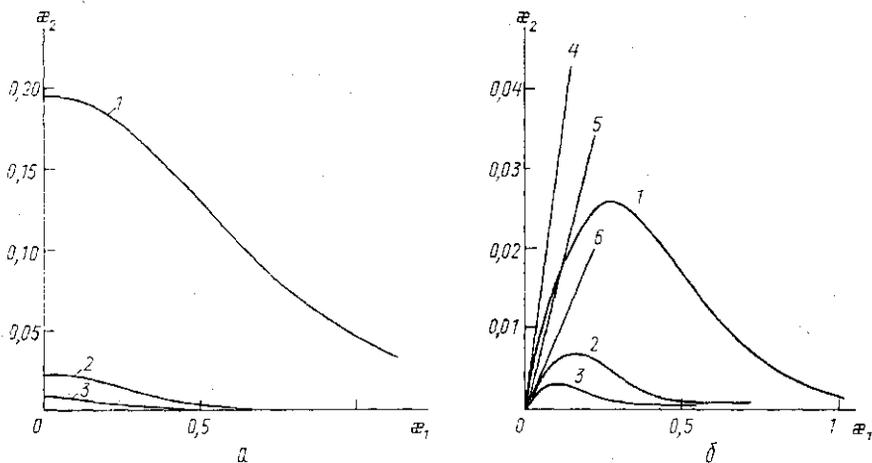


Рис. 3. Зависимости параметра собственного поля сгустка x_2 от параметра кулоновского поля пучка x_1 для ВЭРР₂ (а) и для ВЭРР₁ (б). Кривые построены для первых трех порядков резонанса: $n=1$ (1), 2 (2) и 3 (3). Зависимости, рассчитанные по формуле (30) работы [4]: $n=1$ (4), 2 (5) и 3 (6)

$$\begin{cases} x_1(\varphi_{s1}, T_{s1}) = 0, & \varphi_{s1} + T_{s1} = \varphi_{s2} + 2\pi n, \\ x_2(\varphi_{s2}, T_{s2}) = 0, & T_{s1} + T_{s2} = 4\pi n. \end{cases}$$

Более сложным для одностеночного ВЭРР получается и условие фазовой устойчивости, которое, в отличие от (3), будет иметь вид

$$\left| \left\{ 1 + \frac{dT_1}{d\varphi_1} \Big|_{\varphi_1 = \varphi_{s1}} \right\} \left\{ 1 + \frac{dT_2}{d\varphi_2} \Big|_{\varphi_2 = \varphi_{s2}} \right\} \right| \leq 1. \quad (6)$$

Заметим, что для нулевой плотности сгустка неравенство (6) эквивалентно полученному в кинематической теории.

Зависимости собственного поля сгустка от кулоновского поля пучка для первых трех порядков резонанса показаны на рис. 3, б. В отличие от двустеночного разряда в отсутствие кулоновского поля пучка одностеночный разряд не существует (параметр собственного поля сгустка равен нулю). На этом же рисунке показаны для сравнения зависимости поля сгустка от поля пучка, рассчитанные по формуле (30) работы [4], которая была получена для одностеночного разряда в приближении малого изменения кулоновского поля на траектории ($x_1 < 1/2\pi n$).

Сравнивая результаты, полученные для ВЭРР₁ и ВЭРР₂, можно убедиться, что параметры, характеризующие развитой сгусток — его максимально возможные плотность, толщина и фазовая ширина, — имеют соответственно близкие значения на первом порядке резонанса ВЭРР₁ и втором порядке резонанса ВЭРР₂. На рис. 4 показаны зависимости резонансных фаз электронов φ_{si} от собственного поля сгустка (при параметрах кулоновского поля пучка, соответствующих максимальным полям пространственного заряда) для первого порядка резонанса ВЭРР₁ и второго порядка резонанса ВЭРР₂. В обоих случаях с ростом поля сгустка его фазовая ширина увеличивается, а при нулевой плотности пространственного заряда фазы сходятся в точку, соответствующую резонансной фазе в кинематической теории. Отличие со-

стоит в том, что с увеличением пространственного заряда сгустка резонансная фаза центрального электрона в ВЭРР₁ уменьшается, а в ВЭРР₂ — увеличивается. На рис. 5 показаны аналогичные зависимости относительной толщины сгустка от кулоновского поля пучка, качественно повторяющие соответствующие зависимости для собственного поля сгустка.

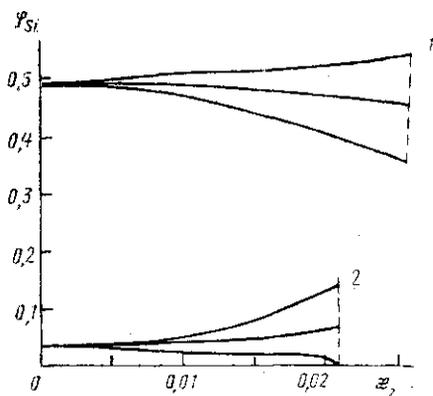


Рис. 4. Зависимости резонансных фаз электронов φ_{si} от параметра собственного поля сгустка x_2 на первом порядке резонанса ВЭРР₁ (1) и втором порядке резонанса ВЭРР₂ (2)

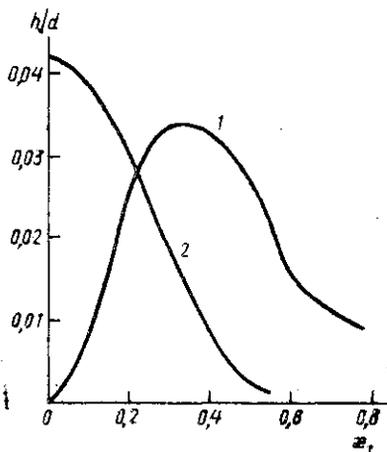


Рис. 5. Зависимость относительной толщины сгустка h/d от параметра кулоновского поля пучка x_1 на первом порядке резонанса ВЭРР₁ (1) и втором порядке резонанса ВЭРР₂ (2)

Рассматривая движение сгустка в зазоре, как уже отмечалось, мы пренебрегали процессами на границах — когда падающее и эмитированное облака проходят одно сквозь другое. Учет этих процессов приводит к изменению условий вылета, скорости бомбардировки и резонансных фаз. Изменения полей на границах показаны стрелками на рис. 1, в. Изменение условий вылета будет несущественно при $a \approx 0.5$, в этом случае поле пучка преобладает над полем сгустка, т. е. $(x_2/x_1)^2 \ll 1$. Как видно из рис. 3, а, б, это отношение составляет $10^{-3} \div 10^{-2}$ уже на первом порядке резонанса для ВЭРР₁ и со второго порядка резонанса для ВЭРР₂, причем так как для двустеночного разряда максимум x_2 приходится на $x_1 = 0$, изменением условия вылета здесь можно пренебрегать только начиная с некоторого минимального значения x_1 .

Посмотрим, как меняется импульс электрона при пролете граничной зоны. Изменение импульса можно оценить как $|\Delta p| \approx \sigma e h / (e_0 |V_0|)$. Сравним Δp с импульсом летящего на стенку электрона p , выразив σ через x_2 : $\Delta p/p \approx x_2^2 (c \operatorname{tg} \varphi_b + \operatorname{tg} \varphi_{s0})^2 h/d$. Можно показать, что для различных x_1 $\Delta p/p$ порядка $(1 \div 0.01) h/d$ для ВЭРР₁ и, начиная со второго порядка резонанса, для ВЭРР₂. Учитывая малость h/d , видим, что $\Delta p/p \ll 1$ и изменением импульса можно пренебречь. Таким образом, в рассматриваемой системе граничные процессы не оказывают существенного влияния на движение сгустка в одностеночном разряде, а в двустеночном их следует учитывать для первого порядка резонанса и при малых параметрах кулоновского поля пучка.

В заключение приведем оценки плотности потока энергии P , рассеиваемой разрядом на стенках. Пусть $P = NW/t_s$, где N — число

электронов сформировавшегося сгустка на единицу поверхности плазмы, W — энергия бомбардировки, а t_s — время пролета центрального электрона. Поскольку направление, под которым электроны попадают на гофрированную поверхность волновода, существенно отклоняется от нормального (на $70-80^\circ$), максимальная энергия бомбардировки, при которой коэффициент вторичной эмиссии больше единицы, может достигать 20 кэВ [4]. Легко показать, что введение угла падения α электрона на стенку сводится просто к переобозначению безразмерных параметров. Фиксируя ширину зазора d , получим выражение для мощности: $P = [md\omega^3\epsilon_0/(e^2\pi n \cos \alpha)] W \kappa_2^2$, $n=1, 3, \dots$ для ВЭРР₂ и $n=2, 4, \dots$ для ВЭРР₁. Для $\lambda=3$ см поглощаемая ВЭРР₁ мощность достигает нескольких сотен кВт/см², при этом поверхностная плотность заряда порядка 10^{10} см⁻², а собственное поле пространственного заряда на порядок меньше поля пучка. Например, для $d=1,6$ см плотность сформировавшегося сгустка $N=5 \cdot 10^9$ см⁻², его собственное поле $E_{cl}=10$ кВ/см, рассеиваемая мощность $P=160$ кВт/см² при $E=900$ кВ/см и $E_q=300$ кВ/см (такие значения СВЧ- и кулоновского полей реализуются на внутренних участках гофра вследствие сильной концентрации силовых линий).

Эти оценки мощности разряда и условий его развития оказываются близкими к ранее выполненным расчетам, приведенным в работе [4]. Таким образом, подтверждается основное положение о роли вторично-эмиссионного резонансного разряда в ограничении энергии излучения релятивистского черенковского СВЧ-генератора.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ельчанинов А. С., Загулов Ф. Я., Коровин С. Д. и др. // Письма в ЖТФ. 1981. 7, № 19. С. 1168. [2] Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Канавец В. И. и др. // Тез. докл. IV Всесоюз. симп. по сильноточной электронике. Томск. 1982. Ч. 2. С. 168. [3] Бляхман Л. Г., Нечаев В. Е. // ЖТФ. 1980. 50, № 4. С. 720. [4] Александров А. Ф., Бляхман Л. Г., Галузо С. Ю., Нечаев В. Е. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький (ИПФ АН СССР), 1983. Вып. 3. С. 219. [5] Петрунин В. И., Ворогушин М. Ф. // Электрофизическая аппаратура. М., 1964. Вып. 2. С. 25. [6] Петрунин В. И. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (ФИАН СССР), 1966.

Поступила в редакцию
29.10.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32. № 4

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.4

СИНТЕЗ ДВУХКОМПОНЕНТНОГО МНОГОСЛОЙНОГО ПОКРЫТИЯ С ЗАДАНЫМ АМПЛИТУДНЫМ КОЭФФИЦИЕНТОМ ОТРАЖЕНИЯ

А. В. Тихонравов, В. Г. Якушкина

(кафедра математики)

Рассматривается задача синтеза многослойного оптического покрытия с заданным амплитудным коэффициентом отражения монохроматической волны. Описывается общий алгоритм конструирования многослойного покрытия, оптимального по числу слоев и близкого к оптимальному по общей толщине. Преимущество предлагаемого «квазиоптимального» покрытия состоит в простоте его реализуемости.