

Ю. С. Протасов, М. В. Кутырев,
Ю. Ю. Протасов, Т. С. Щепанюк

РЕГИСТРАЦИЯ ВАКУУМНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ МОЩНОСТИ

Экспериментально реализована методика абсолютных измерений мощных ($I_0 > 10^6$ Вт/см²) потоков вакуумного ультрафиолетового излучения в диапазоне энергий квантов $h\nu \approx 10 \dots 100$ эВ, основанная на определении скорости волн равновесной ионизации в смеси газов. При исследовании эмиссионных характеристик газоразрядной плазмы сильноточных излучающих плазмодинамических разрядов, с использованием разработанной методики, металлических болометров и двойной открытой ионизационной камеры, показано, что турбулентная модификация контактной границы плазмы и газа значительно повышает выход вакуумного ультрафиолета открытых плазмодинамических разрядов с мощностью потоков излучения (при умеренном энергокладе $w_0 < 10^4$ Дж), превышающих $I_0 \approx 10^7$ Вт/см², что сравнимо с потоками коротковолнового ультрафиолетового излучения при взрывных экспериментах.

Как известно, сложность экспериментального исследования эмиссионных свойств мощных коротковолновых излучателей обусловлена отсутствием надежных методов диагностики и метрологии в ближней зоне для интенсивных потоков вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) излучения, под действием которых испаряется поверхность любого приемника, а относительно холодные и плотные пары в значительной степени экранируют исследуемое излучение. Так, надежные сведения о поле излучения в ближней зоне плазмодинамических разрядов по дистанционным измерениям получить достаточно сложно. Во-первых, вакуумный ультрафиолет заметно поглощается на транспортном участке пути газом и примесями в нем, во-вторых, пересчет по дальним измерениям к ближней зоне затруднен из-за переменного эмиссионного спектра и сложной нестационарной формы тела свечения, так что требуется высокое пространственно-временное и спектрально-энергетическое разрешение измерений. Эта проблема существует и при исследовании излучения лазерной плазмы, ударных волн сильного взрыва, мощных излучающих разрядов и т.д. Наиболее пригодная из разработанных для решения этих задач методика — это измерение потоков коротковолнового излучения в ближней зоне по прогорающим алюминиевым пленкам [1, 2], которая при абсолютных измерениях имеет погрешность 50...100% и дает сведения лишь об интегральном по спектру потоке излучения.

В настоящей работе развита методика измерения мощных потоков вакуумного ультрафиолетового излучения, основанная на определении скорости волн фотоионизации основного газа и примесей,

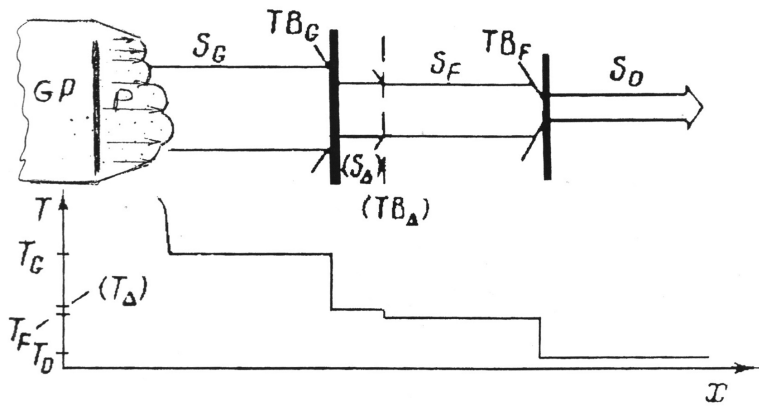


Рис. 1. Схема тепловых волн в смеси газов (GP — плазмодинамический генератор плазмы, P — излучающая плазма, стрелками обозначены радиационные потоки)

характеризующаяся значительно бóльшими по сравнению с известными методиками регистрации потоков ВУФ излучения высокой плотности мощности (основе открытых двойных ионизационных камер, металлических болометров с висмутовым термосопротивлением) точностью и пространственно-временным разрешением, а также новыми возможностями спектрально-энергетического разрешения. Приведены результаты измерения интенсивных потоков вакуумного ультрафиолета в ближней зоне открытых плазмодинамических разрядов в газах, генерируемых магнитоплазменным компрессором эрозионного типа.

Методика измерений. Динамика полей (пространственно-временных распределений) электронной концентрации N_e или равновесной температуры T в газе в ближней зоне плазмодинамических разрядов при определенных условиях позволяет судить о параметрах потоков вакуумного ультрафиолетового излучения. Рассмотрим для этого взаимодействие широкополосного излучения плазмодинамического разряда с газом G , содержащим примесь другого газа F с меньшим потенциалом ионизации: $I_F < I_G$ (рис. 1). Как известно, через слой такой смеси при характерных размерах $L \approx 1 \dots 100$ см длинноволновое излучение с энергиями квантов $h\nu < I_F$ проходит почти беспрепятственно — соответствующие коэффициенты поглощения $\kappa'_\nu \ll L^{-1}$.

При $I_F < h\nu < I_G$ излучение поглощается примесью на длинах $(\kappa'_\nu)^{-1} \sim (\sigma_{\nu F} N_F)^{-1}$, причем при $(\kappa'_\nu)^{-1} \ll L$ образуется тепловая волна TB_F , соответствующая ионизации F (здесь $\sigma_{\nu F}$ — сечение фотоионизации; N_F — концентрация примеси); она движется по смеси газов со скоростью [3]

$$v_F = (S_F - S_0) / (N(\epsilon(T_F) - \epsilon(T_0))); \quad (1)$$

$$S_F - S_0 \sim \int_{I_F}^{I_G} S_{\nu F} d\nu. \quad (2)$$

Здесь $N = N_F + N_G$; S — поток излучения (индексом “0” обозначены параметры перед ТВ_F, “F” — за ТВ_F); под энергетической характеристикой ϵ для данной температуры T при $\nu_F > a_F$ (a — скорость звука) следует понимать внутреннюю энергию. Аналогично излучение с $I_G < h\nu < I_{G+}$ (G^+ — ион G) поглощается с образованием тепловой волны ионизации газа ТВ_G, движущейся со скоростью

$$v_G = (S_G - S_F) / (N(\epsilon(T_G) - \epsilon(T_F))); \quad (3)$$

$$S_G - S_F \sim \int_{I_G}^{I_{G+}} S_{\nu G} d\nu. \quad (4)$$

Анализ кинетики плазмы за ТВ_F показывает, что при характерных параметрах смеси инертных газов $N_F > 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $N_G/N_F < 10$ электронный газ быстро приходит в равновесие с ионизационным составом ($N_e = N_F$), а время релаксации определяется передачей энергии тяжелой компоненте при диссоциативной рекомбинации и электронном теплообмене, причем характерные времена не превышают 0,1...0,2 мкс. Для молекулярных газов эти времена еще меньше. Таким образом, при $\nu_F \approx 10 \text{ км/с}$ и $L \approx 1...3 \text{ см}$ неравновесностью плазмы за ТВ_F можно пренебречь, а значения ϵ и κ'_ν находить по методикам для равновесной плазмы [5], для чего достаточно знать T_F и N_F, N_G . За ТВ_G плазма также равновесная. Поэтому, измерив скорости ν_F и ν_G , определив T_F и T_G , можно найти мощность поглощаемых средой световых потоков вакуумного ультрафиолета: $S_F - S_0$ — для $I_F < h\nu < I_G$ и $S_G - S_F$ — для $I_G < h\nu < I_{G+}$. Положение ТВ_F и ТВ_G можно определить, например, по скачкам в пространственных распределениях N_e , а ϵ — из соотношений вида

$$\begin{aligned} \epsilon(T_F) &= \frac{3}{2} \left(\frac{2N_F + N_G}{N_F + N_G} \right) T_F + \frac{N_F I_F}{N_F + N_G}; \\ \epsilon(T_G) &= 3T_G + I_G \frac{N_G}{N_F + N_G} + I_F \frac{N_F}{N_F + N_G}, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$T_F \cong I_F/7, \quad T_G \cong I_G/7. \quad (6)$$

Соотношения (2), (4), (6) выполняются не для всех широкополосных спектров. Они нарушаются, например, при преобладании длинноволнового излучения и наличии полос поглощения газа в этой области спектра. Проверку конкретного спектра можно провести по упрощенной методике, изложенной в работе [4]. Такая проверка указывает на

корректность применения зависимостей (2), (4), (6) для рассматриваемых плазмодинамических разрядов (следует отметить некоторое смещение в длинноволновую сторону границ групп квантов, для которых измеряются потоки излучения, что связано с припороговым поглощением в плазме). Таким образом, измерение световых потоков удается свести к измерению скоростей тепловых волн в примесях или в основном газе; идентификация положения фронта тепловой волны при этом может проводиться, например, по скачку электронной концентрации. При таком методе измерения определяются интегралы световых потоков в полосе спектра, ограниченной энергиями ионизации присутствующих атомов (ионов), в момент прохождения данной точки волной ионизации. В случае хорошей воспроизводимости исследуемого явления можно достаточно подробно найти пространственно-временные распределения потоков излучения путем варьирования концентрации примеси и тем самым изменения скорости TB_F , т.е. получить множество точек, в которых измеряется поток излучения. При измерениях в вакууме или газовой-плазменной среде контролируемого состава, не соответствующего области применимости методики, возможно использование прозрачных емкостей с нужной смесью газов, отделенной от среды прогорающей пленкой. Описанная методика применена (как пример реализации) для экспериментального анализа влияния эффекта турбулентной модификации параметров плазмодинамических разрядов в газах на пространственно-временные и энергетические характеристики ВУФ излучения.

Экспериментальные условия. Исследовались плазмодинамические излучающие разряды, формируемые в импульсном электромагнитном плазменном ускорителе эрозионного типа с электродами торцевой геометрии и $(C_2F_4)_n$ -плазмообразующей средой. Газоразрядная камера вакуумировалась до давления $p_0 < 1$ Па и заполнялась газом (He, Ne, Ar, Xe) до $p_0 = 2 \cdot 10^3 \dots 10^5$ Па. Емкостной накопитель ($C_0 \sim 36$ мкФ, 25 кВ) коммутировался с электродами вакуумным разрядником: разряд периодический с затуханием (7–9 полупериодов тока); полный энерговклад в разряд $w_0 \approx 6,5$ кДж, из них 2,5 кДж вкладывались в первом полупериоде тока; максимум разрядного тока ≈ 430 кА, полупериод 5,6 мкс.

Лазерная диагностика плазмы осуществлялась на базе голографической установки с применением метода двухэкспозиционной голографической интерферометрии. Импульс излучения рубинового лазера формировался электрооптическим затвором типа МДЭ-2. Синхронизация с разрядом достигалась подачей последовательных импульсов напряжений: на поджиг ламп накачки лазера, через 750 мкс — на поджиг вакуумного разрядника, а затем, с требуемой задержкой (0...15 мкс) —

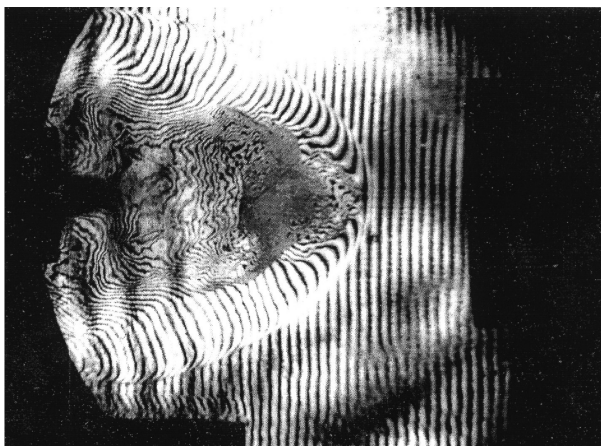
на электрооптический затвор. Момент срабатывания лазера по отношению к току разряда контролировался на осциллографе С8-13, в один канал которого поступал сигнал с пояса Роговского, а в другой — сигнал с фотоэлемента ФЭК-09, регистрировавшего импульс лазерного излучения.

Положения фронтов волн ионизации находились по излому интерференционных полос, соответствующему скачку электронной концентрации N_e . Скорости движения этих фронтов v_F , v_G определялись по интерферограммам, снятым с различными контролируруемыми задержками от начала разряда. Статистическая обработка результатов для 10–30 разрядов при идентичных условиях дает погрешность нахождения скорости $\approx 20\%$, что определяется, в основном, воспроизводимостью пространственно-временной структуры разрядов. Такая погрешность вполне допустима для решения поставленной задачи и при необходимости может быть снижена, например, путем двукратного определения положения волны ионизации за один разряд, что можно осуществить при некоторой модификации метода двухэкспозиционной голографической интерферометрии (с получением экспозиции во время одного разряда).

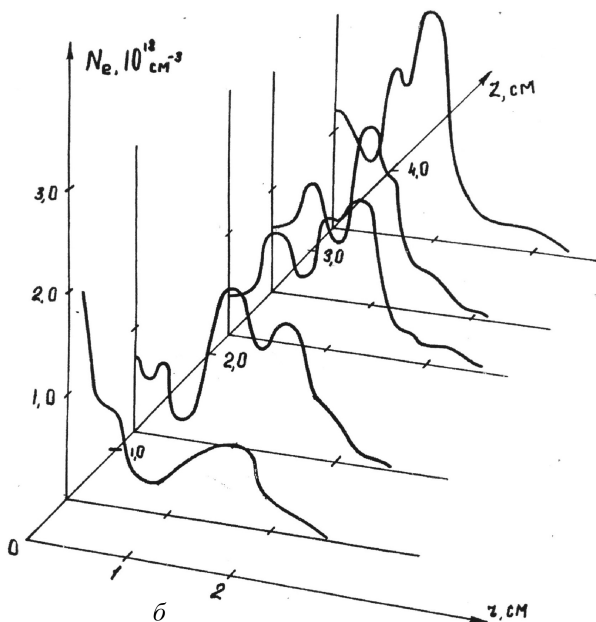
Анализ результатов. *О влиянии эффекта турбулентной модификации контактной границы плазма–газ на эмиссионные характеристики в ВУФ области спектра.* Суть эффекта турбулентной модификации оптических характеристик сводится к следующему. При квазиодномерном истечении плазмы в плотный газ образуется структура типа распада разрыва — пробка сжатого газа между ударной волной и плазмой является препятствием для выхода вакуумного ультрафиолета в невозмущенный газ, что может существенно снижать эмиссионную эффективность разрядов. Однако в плазмодинамических разрядах, генерируемых магнитоплазменным компрессором эрозионного типа в газе, в отличие от разрядов с омическим нагревом плазмы на значительной части границы газа и плазмы существует тангенциальный разрыв скоростей, неустойчивый относительно турбулизации. Последняя должна приводить к перемешиванию сжатого газа с плазмой, интенсификации переноса массы, импульса и энергии, т.е. к разрушению поглощающего слоя и облегчению выхода вакуумного ультрафиолета в невозмущенный газ. При коаксиально-торцевой геометрии электродов магнитоплазменного компрессора турбулентная модификация должна наблюдаться в головной и боковой частях плазменного образования, но этот эффект не имеет условий для возникновения (тангенциального разрыва скоростей) у электродов. Таким образом, согласно развитым представлениям, следует ожидать, что потоки выходящего из плазмы вакуумного ультрафиолета максимальны вблизи головной и боковой

частях “плазменного поршня” и минимальны в приэлектродной зоне ускорителя. Полученные экспериментальные результаты подтверждают вышесказанное. Анализ интерферограмм плазодинамического излучающего разряда в смеси газов (Ne + Xe) для различных моментов времени показывает, что в течение всего разряда вблизи электродов нет признаков турбулизации и здесь регистрируется более медленная, чем на других участках границы плазма–газ, волна. В боковой и головной частях “плазменного поршня” (рис. 2) наблюдаются характерные признаки гидродинамической неустойчивости и турбулизации: неровная граница плазма–газ, флуктуации электронной концентрации, выражающиеся в изгибе и размытии интерференционных полос. Для области в газе перед плазмой на интерферограммах регистрируется сдвиг полос, соответствующий полной ионизации примеси. Переход от нейтрального ксенона к полностью ионизованному происходит на длине порядка длины свободного пробега жестких квантов, которая в условиях эксперимента составляет $(\sigma_{\nu F} N_F)^{-1} \approx 0,4$ мм. Распределение потока излучения в полосе поглощения ксенона, $S_F - S_0$ по поверхности, занимаемой TB_F в момент времени $t = (t_1 + t_2)/2$, можно найти по формулам (1)–(6), определив скорость движения фронта по двум положениям фронтов TB_F — для t_1 и t_2 , причем это распределение повторяет зависимость смещения фронта с постоянным коэффициентом пропорциональности. Существенно, что в боковой и головной частях разряда, где проявляется эффект турбулентной модификации параметров плазмы и газа, потоки излучения в 3–10 раз больше, чем у электродов, где турбулизация отсутствует. Энергозатраты (в пересчете на тяжелую частицу) $\epsilon \approx 5$ эВ состоят из энергии ионизации ксенона и кинетической энергии частиц в пропорции $\approx 2:3$. Максимальная мощность потоков излучения в полосе поглощения ксенона ($I_F = 12,1 \leq h\nu < I_G = 21,6$ эВ) составляет $\approx 2 \cdot 10^6$ Вт/см² (при данном энерго-мощностном уровне). Резкий сдвиг полос на 2...4 мм от боковой поверхности электроразрядной плазмы (см. рис. 2) представляет собой волну фотоионизации в газе (TB_G), которая отрывается от границы разряда на расстояние, большее, чем толщина фронта $(\sigma_{\nu G} N_G)^{-1} \leq 1$ мм.

Энергозатраты в расчете на тяжелую частицу $\epsilon(T_G) = 29,3$ эВ на 2/3 определяются энергией ионизации. При скорости фронта $v_G \approx 9$ км/с потоки излучения в полосе $I_G = 21,6 \leq h\nu \leq I_G^+ = 41$ эВ составляют $S_0 - S_F = 7 \cdot 10^6$ Вт/см². В головной части TB_G не регистрируется, поскольку скорость ее движения меньше скорости “плазменного поршня”, составляющей в этом направлении $v_p \approx 15 \dots 20$ км/с. Следует отметить отсутствие TB_G и вблизи электродов, где нет условий для



a



б

Рис. 2. Интерферограмма (а) и распределение концентрации электронов (б) при плазодинамическом разряде в неоне ($p = 550$ Торр, $t = 6,9$ мкс)

турбулизации, несмотря на малые значения $v_p < 5$ км/с в этом направлении. Отсюда следует, что световые потоки в полосе 21,6...41 эВ также намного меньше, чем в боковой и головной областях плазменного образования, где проявляется эффект турбулентной модификации.

Эти данные хорошо соответствуют результатам измерения потоков ВУФ излучения (рис. 3) с помощью двойной открытой ионизационной камеры (как детектора ВУФ излучения, не требующего абсолютной калибровки). Когда мощность энерговклада в разряд после первого полупериода падает до нуля, скорость плазменного поршня уменьшается и от него (поршня) отрывается ударная волна — вновь появляется прослойка ударно-сжатого газа. Скорости волн ионизации

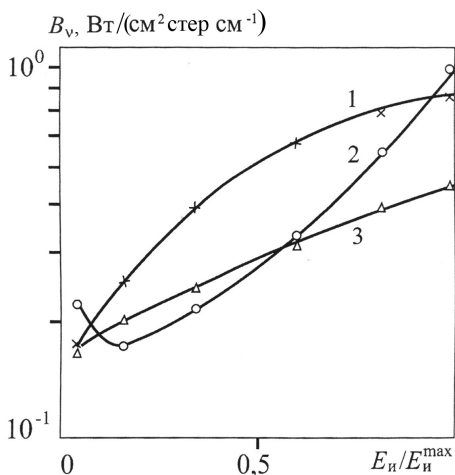


Рис. 3. Зависимость спектральной яркости плазмы в области спектра $h\nu \approx 15,8 \dots 28$ эВ от энергии разрядного импульса:

1 – $(\text{CH}_2\text{O})_n$; 2 – $(\text{C}_2\text{F}_4)_n$; 3 – $(\text{CH}_2)_n$

различных интенсивно излучающих плазменных образований [8]. Экспериментальное исследование потоков вакуумного ультрафиолета, генерируемых плазмодинамическими разрядами в газах, подтверждает высокий (10^7 Вт/см²) уровень их мощности, сравнимый с получаемыми при взрывных экспериментах [9], что существенно при решении ряда задач радиационно-плазмодинамической технологической модификации поверхностей твердых тел, исследования многофакторных процессов взаимодействия мощных широкополосных потоков ВУФ излучения с веществом, лабораторного моделирования воздействия на конденсированные среды излучающей лазерной плазмы и сильных ударных волн, т.е. традиционных задач радиационной плазмодинамики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Цикулин М. А., Попов Е. Г. Излучательные свойства ударных волн в газах. – М.: Наука, 1977. – 298 с.
2. Arves J. P., Akuzlu K. M. An analytical study of the effect of combined radiation and convection on the initiation of ablation in isotropic solids // AIAA paper. – 2000. – No. 2000-92. – 6 p.
3. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. В. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. – М.: Наука, 1966. – 686 с.
4. Протасов Ю. Ю., Телех В. Д. Термодинамические, оптические и транспортные свойства рабочих веществ плазменных и фотонных энергетических установок: Ч. III. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2001. – 438 с.
5. Протасов Ю. Ю., Телех В. Д., Чувашев С. Н. Газоразрядная электроника. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002. – 723 с.

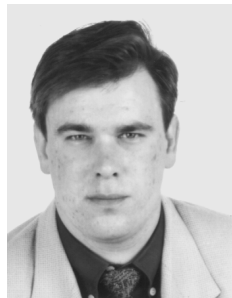
при этом быстро падают, т.е. световые потоки резко уменьшаются. Данные экспериментальные результаты показывают, что турбулентная модификация границы плазмы существенно усиливает перенос вакуумного ультрафиолета в окружающий невозмущенный газ. Отметим, что этот эффект может проявляться не только в плазмодинамических разрядах, но и при других явлениях, связанных с высокоскоростными плазменными потоками [5–8]. Кроме того, возможности данной диагностики мощных потоков вакуумного ультрафиолета в ближней зоне могут использоваться при исследовании

6. Protasov Yu. Yu., Shcherpanyuk T. S. // J. of Appl. Spectroscopy. – 2003. – V. 70, no. 1. – P. 124–129.
7. Анисимов С. И., Зельдович Я. Б. // Письма в ЖТФ. – 1977. – Т. 20, № 3. – С. 1081–1084.
8. Энциклопедия низкотемпературной плазмы: В 4 кн.: Вводный том / Под ред. В.Е. Фортова. – М.: Наука, 2001.
9. Взрывные генераторы мощных импульсов электрического тока / Под ред. В.Е. Фортова. – М.: Наука, 2002. – 399 с.

Статья поступила в редакцию 27.02.2008

Юрий Юрьевич Протасов — д-р техн. наук, доцент кафедры “Газотурбинные и нетрадиционные установки” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 100 научных работ в области фотонной энергетики.

Yu. Yu. Protasov — D. Sc. (Eng.), assoc. professor of “Gas-Turbine and Non-Traditional Facilities” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 100 publications in the field of photon power-engineering.



Тадеуш Сигизмундович Щепанюк — канд. техн. наук, научный сотрудник объединенного УНЦ фотонной энергетики. Автор более 30 научных работ в области радиационной динамики плазмы.

T.S. Shcherpanyuk — Ph. D. (Eng.), researcher of United Scientific Center for Photon Power-Engineering. Author of more than 30 publications in the field of radiation plasma dynamics.

Михаил Владимирович Кутырев — научный сотрудник ИПМ РАН, автор более 20 научных работ в области плазмодинамики.

M.V. Kutyrev – researcher of the Institute of Applied Mathematics of RAS. Author of more than 20 publications in the field of plasma dynamics.

**В издательстве МГТУ им. Н.Э. Баумана
в 2009 г. вышла в свет книга**

Емельянов В.В. Ясиновский С.И.

Имитационное моделирование систем: Учеб. пособие. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009. – 584 с. (Информатика в техническом университете).

Изложены основы имитационного моделирования применительно к анализу и управлению сложными производственными системами; описаны языки и системы имитационного моделирования (GPSS, AweSim, SIMAN, ARENA, G@, ReThink+G2). Основное внимание уделено описанию интеллектуальной среды имитационного моделирования РДО (ресурсы–действия–операции), основанной на системе модифицированных продукционных правил, которая позволяет с единых позиций описывать и моделировать разнообразные сложные системы и процессы независимо от их природы. Рассмотрены элементы языка и редактор РДО-моделей; приведены примеры моделирования различных дискретных систем и процессов.

Содержание учебного пособия соответствует курсам лекций, читаемых в МГТУ им. Н.Э. Баумана.

Для студентов старших курсов высших технических учебных заведений и аспирантов, обучающихся по направлениям системотехники, автоматизации технологических процессов и производств, а также для системных аналитиков и научных работников.

По вопросам приобретения обращаться по тел. (499) 263-60-45;
e-mail: press@bmstu.ru