

Развитые представления о структуре и методах обучения НС были реализованы в [41, 43] при создании оптоэлектронной НС с голографической матрицей связи, позволяющей в реальном времени восстановить распределение ФП в ИИС с точностью от 6 до 20 %, действие которой проиллюстрировано на рис. 3.

5. Заключение

Целью настоящей работы явилось изложение результатов, приведших к прогрессу в развитии нового направления в физическом приборостроении, появившегося на стыке таких современных отраслей знаний, как лазерная физика, оптоэлектроника и искусственный интеллект. Возникновение этого направления связано со стремительным внедрением в практику процессов и объектов, контроль и управление которыми должны осуществляться в реальном времени. Эти задачи выдвигают на передний план требования по созданию высокоточных, надежных и быстродействующих измерительных устройств, которые обладали бы способностями адаптации к конкретным условиям их эксплуатации, обучения и решения задачи при недостаточности полученных данных, а также распознавания образов и прогнозирования ситуации. Поэтому в будущем проблемы разработки физических принципов и технологий создания адаптивных оптоэлектронных ИИС должны стать центральными в их практическом применении.

Список литературы

1. Kersey A D *Opt. Fiber Technol.* **2** 291 (1996)
2. Бутусов М М и др. *Волоконная оптика и приборостроение* (Под ред. М М Бутусова) (Л.: Машиностроение, 1987)
3. Кульчин Ю Н *Распределенные волоконно-оптические измерительные системы* (М.: Физматлит, 2001)
4. Пинчевский А Д *Измерительная техника* (8) 3 (1991)
5. Иванов В Н, Кавалеров Г И *Измерительная техника* (10) 8 (1991)
6. Малеханов А И *Изв. вузов. Радиофизика* **31** 1388 (1988)
7. Кульчин Ю Н и др. *Квант. электрон.* **20** 513 (1993)
8. Кульчин Ю Н, Витрик О Б *Измерительная техника* (3) 24 (1999)
9. Кульчин Ю Н и др. *Измерительная техника* (3) 32 (1995)
10. Vitrik O B et al., in *Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensor IV* (Proc. SPIE, Vol. 2294, Eds A D Kersey, J P Dakin) (San Diego: SPIE, 1994) p. 165
11. Котов О И и др. *Письма в ЖТФ* **16** (2) 90 (1990)
12. Гиневский С П и др. *Квант. электрон.* **22** 1013 (1995)
13. Кульчин Ю Н и др. *Квант. электрон.* **22** 1009 (1995)
14. Кульчин Ю Н и др. *Квант. электрон.* **24** 467 (1997)
15. Kulchin Yu N et al. *Fiber Integrated Opt.* **17** 75 (1998)
16. Кульчин Ю Н и др. *Измерительная техника* (6) 21 (1999)
17. Натгерер Ф *Математические аспекты компьютерной томографии* (М.: Мир, 1990)
18. Тихонов А Н, Арсенин В Я *Методы решения некорректных задач* (М.: Наука, 1979)
19. Быковский Ю А и др. *Квант. электрон.* **17** 1080 (1990)
20. Кульчин Ю Н, Обух В Ф *Квант. электрон.* **13** 650 (1986)
21. Быковский Ю А, Витрик О Б, Кульчин Ю Н *Квант. электрон.* **17** 1377 (1990)
22. Быковский Ю А и др. *Квант. электрон.* **17** 95 (1990)
23. Kamshilin A A, Jaaskelainen T, Kulchin Yu N *Appl. Phys. Lett.* **73** 705 (1998)
24. Kulchin Yu N et al., in *Distributed Fiber Optical Sensors and Measuring Networks* (Proc. SPIE, Vol. 4357, Ed. Yu N Kulchin) (Bellingham, Wash.: SPIE, 2001) p. 130
25. Kulchin Yu N, Romashko R V, Kamenev O T, in *Fundamental Problems of Optoelectronics and Microelectronics* (Proc. SPIE, Vol. 5129, Eds Yu N Kulchin, O B Vitrik) (Bellingham, Wash.: SPIE, 2003) p. 168
26. Kamshilin A A et al. *Appl. Phys. B: Laser Opt.* **68** 1031 (1999)
27. Бородин М В и др. *Изв. вузов. Физика* **44** (10) 38 (2001)

28. Feinberg J J. *Opt. Soc. Am.* **72** 46 (1982)
29. Воронов В В и др. *Квант. электрон.* **7** 2313 (1980)
30. Xie P et al. *J. Appl. Phys.* **74** 813 (1993)
31. Kamshilin A A et al. *Opt. Lett.* **24** 832 (1999)
32. Kamshilin A A et al. *Appl. Phys. Lett.* **74** 2575 (1999)
33. Cronin-Golomb M, Yariv A J. *Appl. Phys.* **57** 4906 (1985)
34. Arizmendi L, Cabrera J M, Agullo-Lopez F *Int. J. Optoelectron.* **7** 149 (1992)
35. Kobozev O et al. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **3** L9 (2001)
36. Кульчин Ю Н и др. *Письма в ЖТФ* **26** (12) 23 (2000)
37. Kulchin Yu N et al. *Opt. Eng.* **36** 1494 (1997)
38. Кульчин Ю Н, Каменев О Т, в сб. *Кибернетика и вуз* Вып. 28 (Томск: ТПУ, 1994) с. 3
39. Kulchin Yu N et al. *Opt. Memory Neural Networks* **6** 149 (1997)
40. Kulchin Yu N, Kamenev O T *Laser Biology* **4** 625 (1995)
41. Кульчин Ю Н, Денисов И В, Каменев О Т *Письма в ЖТФ* **25** (6) 65 (1999)
42. Kulchin Yu N, Panov A V *Pacific Sci. Rev.* **3** 1 (2001)
43. Kulchin Yu N et al., in *Fundamental Problems of Optoelectronics and Microelectronics* (Proc. SPIE, Vol. 5129, Eds Yu N Kulchin, O B Vitrik) (Bellingham, Wash.: SPIE, 2003) p. 162
44. Kulchin Yu N et al., in *Fundamental Problems of Optoelectronics and Microelectronics* (Proc. SPIE, Vol. 5129, Eds Yu N Kulchin, O B Vitrik) (Bellingham, Wash.: SPIE, 2003) p. 176
45. Mikaelian A L et al. *Opt. Memory Neural Networks* **1** 7 (1992)
46. Уосерман Ф *Нейрокомпьютерная техника* (М.: Мир, 1992)

PACS numbers: 42.62.-b, 87.56.By, 87.59.Dj

Лазерно-электронный источник рентгеновского излучения для медицинских применений

Е.Г. Бессонов, А.В. Виноградов, М.В. Горбунков, А.Г. Турьянский, Р.М. Фещенко, Ю.В. Шабалин

1. Введение

В настоящее время большое количество диагностических процедур и вмешательств в кардиологии, нейрохирургии и др. проводится под контролем рентгеновского излучения. При этом единственным источником излучения, используемым в практической медицине (не говоря о радиоизотопной диагностике), остаются рентгеновские трубки. Они обладают полихроматическим спектром (рис. 1). Известно, что использование монохроматиче-

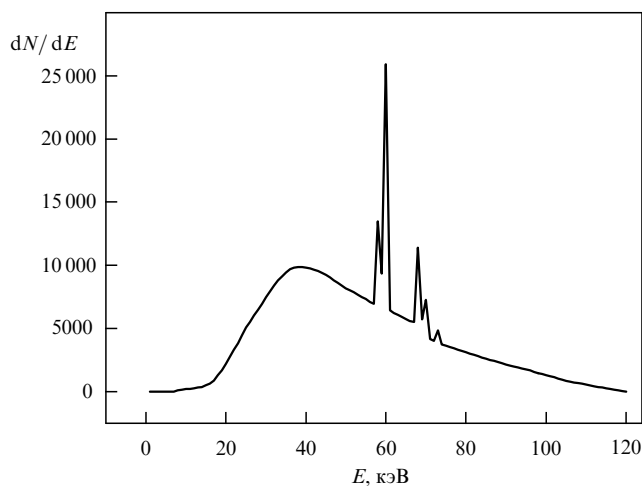


Рис. 1. Спектр медицинской рентгеновской трубки с вольфрамовым анодом при напряжении 120 кВ по табличным данным [17].

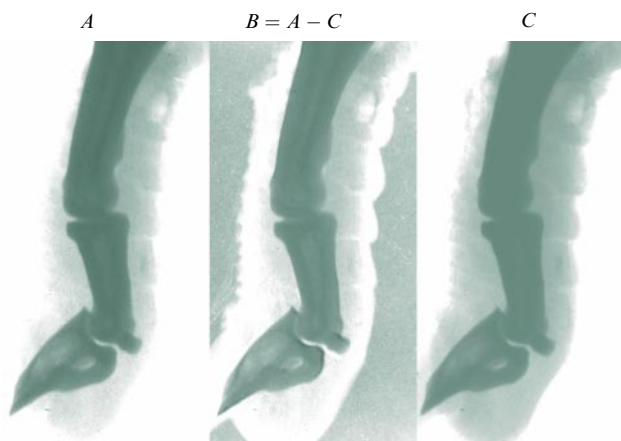


Рис. 2. Изображение пальца передней лапы крысы в полихроматическом спектре рентгеновской трубки с медным анодом: *A*, *C* — стандартные проекции, полученные соответственно при напряжении 21 кВ с фильтром Ni и 16 кВ без фильтра, *B* — разность изображений $A - C$.

ских и квазимонохроматических пучков позволяет существенно понизить радиационную дозу, а в комбинации с методами вычитания изображений на К-скачке контрастирующего элемента (как правило, йода) добиться значительного повышения качества (контраста) изображений исследуемых или оперируемых органов. На рисунке 2 показан результат применения модификации спектра с последующим вычитанием изображения на примере пальца крысы. Подчеркнем, что в данном случае модифицированный спектр, так же, как и исходный, является полихроматическим с некоторым преобладанием фотонов с энергиями квантов $\hbar\omega \leq 8$ кэВ (ниже скачка поглощения никелевого фильтра). Наибольшее преимущество должно давать вычитание монохроматических изображений, полученных при энергиях непосредственно до и после скачка фотопоглощения контрастирующего вещества [1].

Обсудим этот вопрос более подробно на примере коронарной ангиографии (основного диагностического средства коронарной ангиопластики) — сравнительно нового, но быстро развивающегося метода лечения ишемической болезни сердца. В 1994 г. число вмешательств коронарной ангиопластики впервые за 12 лет превысило количество операций аортокоронарного шунтирования [2]. Стоимость их исчисляется миллиардами долларов. В коронарной ангиографии изображения сосудов получают благодаря введению контрастирующего вещества с помощью катетера непосредственно в исследуемую область вблизи сердца. По результатам такого обследования принимается решение о необходимости лечения, вмешательстве или операции. Одной из причин, сдерживающих более широкое распространение метода, а также массовое его применение для диагностики ишемической болезни сердца и контроля состояния сосудов (сканирования) у населения, являются вредные побочные факторы. К ним относятся значительные радиационные дозы, получаемые пациентом и врачами, риски, связанные с введением катетера, негативное воздействие контрастирующего вещества на организм и др. Поэтому за последние 15 лет значительные усилия предпринимались для развития альтернативного

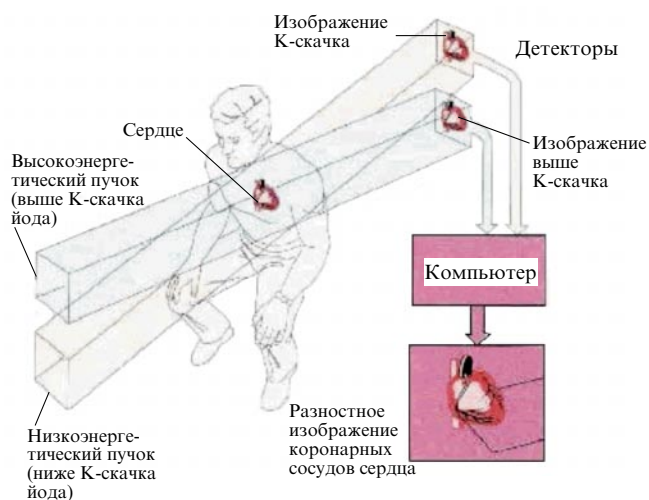


Рис. 3. Общий вид ангиографического канала синхротрона [22].

направления, основанного на получении двух монохроматических изображений на границах скачка поглощения йода с последующей компьютерной обработкой. В этом методе повышение чувствительности к наличию йода позволяет работать на очень низких концентрациях контрастного вещества и вводить его внутривенно, отказавшись от катетеризации. Исходным пунктом такого подхода является наличие монохроматического источника с энергией квантов $\hbar\omega \approx 33$ кэВ (скачок поглощения йода). В принципе, его можно создать на основе рентгеновской трубки и кристалл-монохроматоров. Однако получаемый таким образом поток фотонов будет слишком мал, что исключает возможность какого-либо клинического использования или испытаний. Приемлемый уровень потоков обеспечивает синхротронное излучение [3], в связи с чем на нескольких современных синхротронах были сооружены специализированные ангиографические каналы [4–8] (рис. 3). Исследования по двухволновой методике, проведенные на сотнях пациентов, подтвердили возможность коронарной ангиографии без катетеризации. Но о практическом применении говорить преждевременно из-за масштабов установок и высокой их стоимости, поскольку речь идет о синхротронах с энергией несколько гигаэлектронвольт и диаметром кольца порядка 20 м [1].

Альтернативный подход предложен авторами работы [9], где описаны эксперименты на фантомах, цель которых — исследовать возможность двухволновой коронарной ангиографии на лазерно-плазменном источнике рентгеновского излучения. Энергия лазерного импульса составляла 0,8 Дж, длительность 150 и 400 фс, частота повторения 0,02 Гц, размер пятна фокусировки 5×5 мкм, максимальная плотность потока $\sim 10^{19}$ Вт см⁻². По оценкам авторов [9], для практического использования лазерно-плазменного источника в двухволновой коронарной ангиографии потребуется лазер со сходными параметрами импульса и средней мощностью 2–10 кВт, в чем, видимо, и заключается основная трудность лазерно-плазменной ангиографии.

2. Параметры источника

В настоящей работе также рассматривается лазерная ангиография, но на основе обратного комптоновского



Рис. 4. Комptonовское рассеяние на релятивистских электронах.

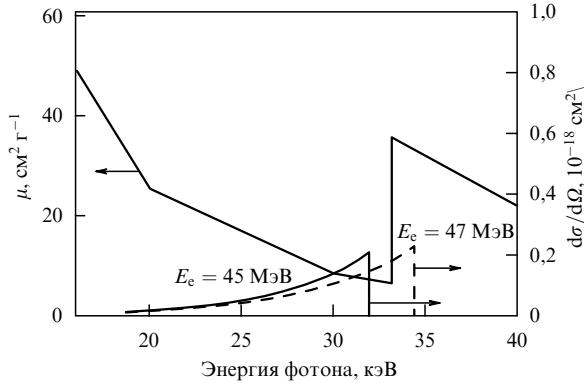


Рис. 5. Массовое сечение поглощения йода μ и дифференциальное сечение комptonовского рассеяния лазерного излучения $d\sigma/d\Omega$ для двух значений энергии электрона.

рассеяния мощного лазерного излучения на релятивистских электронах. Впервые этот эффект наблюдался в работе [10], а идея использования его в медицине обсуждалась в [11]. Рассмотрим взаимодействие импульсно-периодического лазерного излучения с электронными сгустками (банчами) накопительного кольца, причем частота следования лазерных импульсов совпадает с частотой обращения электронов по орбите. Определим параметры лазера и накопителя, необходимые для генерации достаточно мощного пучка рентгеновских фотонов вблизи К-скачка поглощения йода с $\hbar\omega \approx 33$ кэВ. При лобовом столкновении (рис. 4) частота ω рассеянного рентгеновского фотона связана с частотой лазерного фотона соотношением

$$\hbar\omega = 4\gamma^2\hbar\omega_L, \tag{1}$$

где $\gamma = E_e/mc^2$ — релятивистский фактор, E_e — энергия электрона. Для лазера с $\hbar\omega_L = 1$ эВ получаем $\gamma = 91$ и $E_e = 46$ МэВ. Спектр рассеянного излучения изображен на рис. 5 вместе с сечением поглощения йода. Излучение располагается в конусе с угловым раствором $\sim 1/\gamma \approx 10^{-2}$.

Сравнительно низкая энергия электронов позволяет ориентироваться на компактный накопитель с радиусом орбиты $R \sim 1$ м и временем обращения электрона $T = 20$ нс, что соответствует частоте повторения лазерных импульсов 50 МГц.

Средний поток рентгеновского излучения, возникающего при комptonовском рассеянии, можно представить в виде

$$\Phi = n_e\sigma l\Phi_L = N_e\frac{\sigma}{s}\Phi_L, \tag{2}$$

где Φ — поток рентгеновских (комptonовских) фотонов, с^{-1} , Φ_L — поток лазерных фотонов, с^{-1} , $\sigma = 6,6 \times 10^{-25} \text{ см}^2$ — томсоновское сечение, n_e — плотность электронов в сгустке, l — длина сгустка, s — площадь поперечного сечения сгустка, $N_e = JT/e$ — полное число электронов в сгустке, J — ток в кольце.

С помощью (2) мощность лазера, требуемую для достижения рентгеновского потока Φ , можно представить в виде

$$P_L = sI_L, \quad I_L = \frac{\Phi\hbar\omega_L}{\sigma N_e}. \tag{3}$$

В частности, исходя из необходимого для ангиографии рентгеновского потока $\Phi = 2 \times 10^{14} \text{ с}^{-1}$ [11] и параметров ускорителя

$$R = 1 \text{ м}, \quad T = 20 \text{ нс}, \quad J = 0,1 \text{ А}, \quad N_e = 1,25 \times 10^{10}, \tag{4}$$

находим плотность потока лазерного излучения, взаимодействующего с электронным сгустком:

$$I_L = 4 \times 10^9 \text{ Вт см}^{-2}. \tag{5}$$

Для частоты повторения 50 МГц средняя мощность лазера P_L и энергия в импульсе ε_L для двух реалистичных значений диаметра электронного сгустка $s^{1/2}$ приведены ниже в таблице.

Таблица

$s^{1/2}$, мкм	30	100
$P_L = sI_L$, кВт	40	400
$\varepsilon_L = P_L T$, мДж	0,8	8

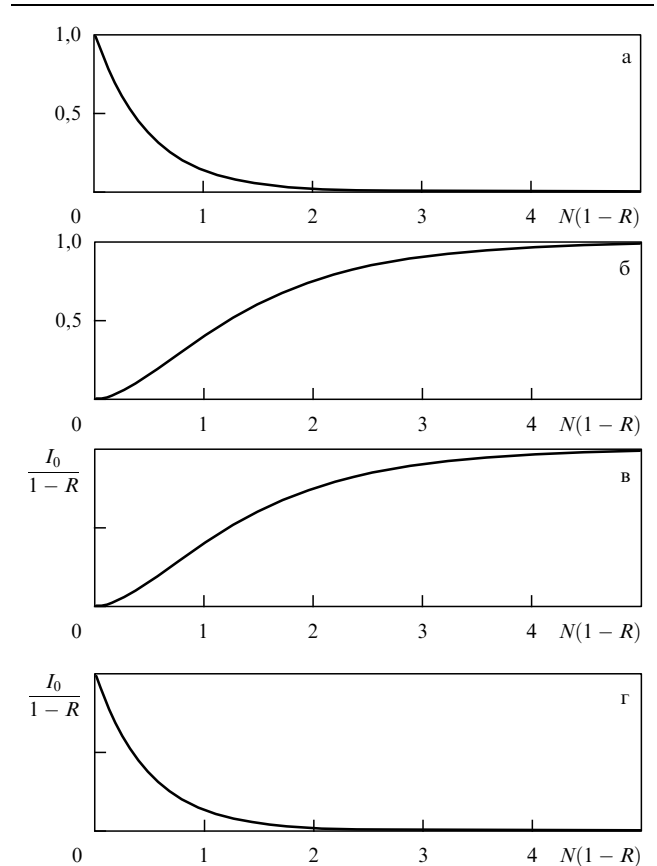


Рис. 6. Процессы установления в резонаторе Фабри–Перро: (а) установление коэффициента отражения резонатора, (б) установление коэффициента пропускания резонатора, (в) установление мощности излучения внутри резонатора. (г) затухание внутррезонаторной мощности после отключения внешнего поля (R — коэффициент отражения обоих зеркал, N — число обходов резонатора, I_0 — интенсивность падающей волны).

Поскольку при каждом акте рассеяния изменение параметров лазерного импульса чрезвычайно мало, то для увеличения эффективности взаимодействия целесообразно использовать резонатор Фабри–Перо с высоким коэффициентом отражения зеркал R . В этом случае приведенные выше энергетические параметры излучения относятся к лазерному пучку внутри резонатора. Вне резонатора они в $(1 - R)^{-1}$ раз меньше. В частности, при $R = 0,999$ в соответствии с данными таблицы необходим лазер со средней мощностью 40–400 Вт.

Длина резонатора должна быть согласована с периметром электронной орбиты и, следовательно, равна 3 м. Оценки показывают, что в этом случае средняя радиационная нагрузка на зеркала резонатора составляет 2–200 кВт см⁻², а импульсная — 0,04–4 мДж см⁻². Оптические материалы с такой радиационной прочностью существуют, однако следует иметь в виду, что в данном случае речь идет о высокоотражающих зеркалах резонатора.

3. Обсуждение

Для эффективного взаимодействия электронный сгусток, с одной стороны, должен быть короче области перетяжки лазерного пучка, в котором достигается высокая мощность лазерного излучения. С другой стороны, длительность лазерного импульса не должна превышать длительность электронного сгустка. В случае дифракционно ограниченного лазерного пучка длина перетяжки равна s/λ (где λ — длина волны) и, таким образом, длительность лазерного импульса лежит в пико-фемтосекунд-

ном диапазоне. К сформулированным требованиям наиболее близко приближается иттербиевый лазер с диодной накачкой [12]. Его средняя мощность равна 60 Вт, частота повторения 34,3 МГц, длительность импульса 0,81 пс, длина волны 1,03 мкм.

В предыдущем разделе не учитывалось влияние лазерного излучения на динамику электронного пучка в накопителе. Этот вопрос продолжает обсуждаться в литературе [11, 13–15] и, видимо, еще потребует экспериментального исследования. При проведении таких экспериментов использование высокочастотного резонатора не является необходимым, а в некоторых случаях оно и нежелательно, так как присущая резонатору инерционность ограничит скорость включения и выключения его поля и, следовательно, возможности исследования переходных процессов в накопительном кольце. Эта инерционность характеризуется числом проходов N , необходимых для установления поля в резонаторе. Процесс установления коэффициентов отражения, пропускания и мощности внутри резонатора иллюстрируется рис. 6. Можно показать, что для выхода на уровень 0,9 от установившегося значения накопленной мощности необходимо время $T \ln 20 / (1 - R)$, где R — коэффициент отражения зеркал резонатора, а T — время обхода резонатора. Затухание внутрирезонаторной мощности и падение коэффициента отражения в процессе установления до уровня 0,1 происходит за время $0,5 T \ln 10 / (1 - R)$.

В связи с изложенным для исследования процессов взаимодействия лазерного и электронных пучков пред-

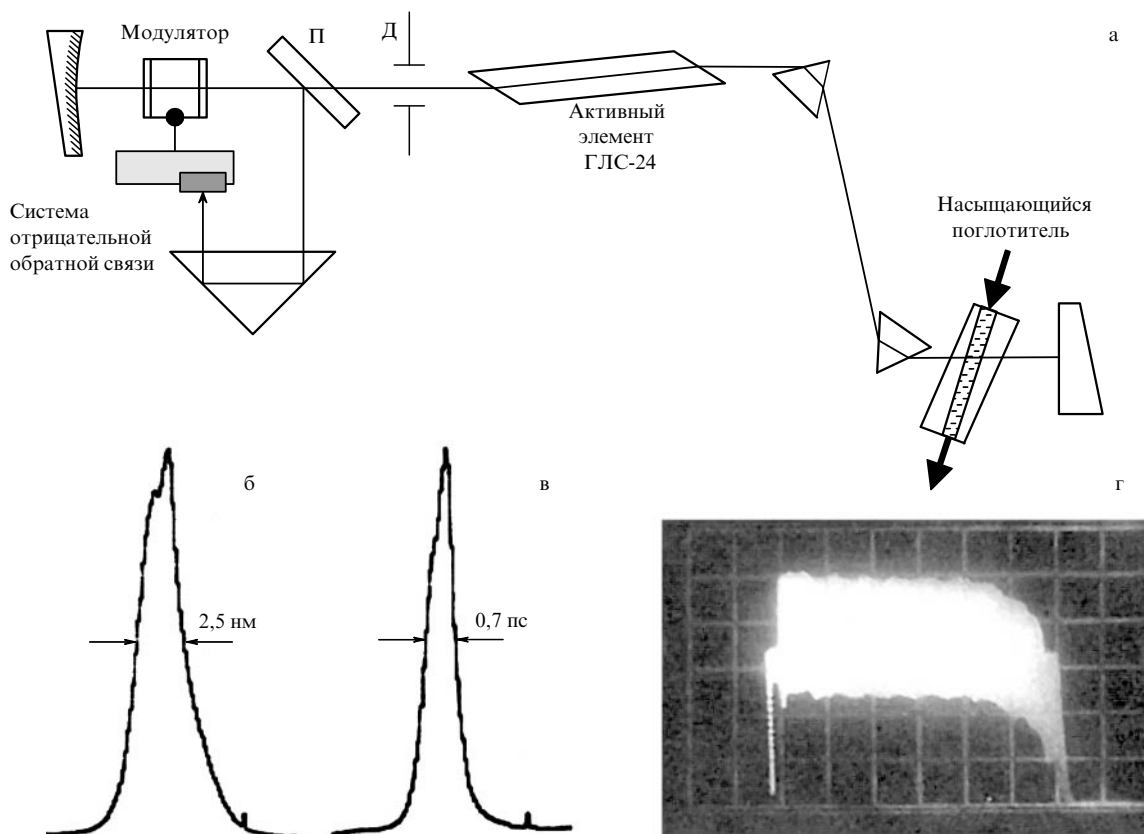


Рис. 7. Субпикосекундный лазер на фосфатном стекле (длительность пуга 50–200 мкс, число импульсов $5 \times 10^3 - 2 \times 10^4$, длительность импульса 0,7 пс, энергия одиночного импульса 0,1–1 мкДж): (а) схема лазера, (б) спектр, (в) корреляционная функция импульсов, (г) огибающая пуга импульсов (временной масштаб 10 мкс в клетке).

ставляется целесообразным использовать источник, генерирующий пули достаточно большого и управляемого (от 10^2 до 10^5) числа лазерных импульсов постоянной амплитуды и субпикосекундной длительности. Подобный лазер на основе фосфатного стекла создан в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН. Стабилизация излучения и генерация субпикосекундных импульсов постоянной амплитуды достигается за счет внешней оптоэлектронной системы отрицательной обратной связи [16]. Его схема и параметры приведены на рис. 7. Энергия одиночного импульса составляет от 0,1 до 1 мкДж. Для выхода на параметры, указанные в разделе 2, необходимо усиление в $10^3 - 10^4$ раз, при этом полная энергия пучка достигнет 10–100 Дж, что представляется вполне реалистичным. В этом случае пучок импульсов рентгеновского излучения будет содержать $\sim 10^{11}$ квантов, что позволит получать контрастные изображения с числом пикселей до 10^6 за времена ~ 1 мс.

4. Заключение

Таким образом, современный уровень развития лазерной и ускорительной техники позволяет поставить вопрос о разработке качественно новых средств рентгеновской диагностики, которые могут найти применение в различных областях медицины. Использование лазера вместо магнитных систем ондуляторов по существу дает возможность уменьшить энергию и размеры накопителей электронов, генерирующих рентгеновское излучение. Перспектива создания компактных лазерно-электронных рентгеновских источников привлекает внимание многих научных групп [18–21], что объясняется их неоспоримыми преимуществами как по отношению к рентгеновским трубкам, так и к синхротронам. Среди приложений основное внимание уделяется медицине, хотя возможны применения в интроскопии и системах безопасности. Важное практическое значение этих областей и растущие потребности в новом оборудовании являются хорошим стимулом развития лазерно-электронных источников рентгеновского излучения.

Авторы благодарны О.Н. Крохину, И.Г. Зубареву, А.Н. Лебедеву, И.А. Артюкову, В.И. Пантелееву, С.В. Савельеву, С.И. Федотову и В.И. Шведуну за обсуждение работы.

Список литературы

- Ando M, Uyama C (Eds) *Medical Applications of Synchrotron Radiation* (Tokyo: Springer-Verlag, 1998)
- Бабунашвили А М, Рабкин И Х, Иванов В А *Коронарная ангиопластика* (М.: АСВ, 1996)
- Rubinstein E et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **83** 9724 (1986)
- Dolbnya I P et al. *Phys. Medica* **VI** (3–4) 313 (1990)
- Kondratyev V I et al., in *Medical Applications of Synchrotron Radiation* (Eds M Ando, C Uyama) (Tokyo: Springer-Verlag, 1998) p. 29
- Dix W-R et al., in *Intravenous Coronary Angiography with Synchrotron Radiation: Proc. of the 15th Intern. Congress and Exhibition CARS, 2001* (Intern. Congress Series, No. 1230) (Boston: Elsevier, 2001) p. 930
- Elleaupe H et al. *Phys. Med. Biol.* **45** L39 (2000)
- Mori H et al. *Radiology* **201** 173 (1996)
- Krol A et al. *Proc. SPIE* **4504** 227 (2001)
- Куликов О Ф и др. *ЖЭТФ* **47** 1591 (1964)
- Huang Z, Ruth R D *Phys. Rev. Lett.* **80** 976 (1998)
- Innerhofer E et al. *Opt. Lett.* **28** 367 (2003)
- Huang Z, in *The Physics of High Brightness Beams: Proc. of the 2nd ICFA Advanced Accelerator Workshop* (Eds J Rosenzweig, L Serafini) (Singapore: World Scientific, 2000) p. 152
- Bessonov E G, in *Proc. of the 18th Advanced ICFA Beam Dynamics Workshop on Quantum Aspects of Beam Physics, Capri, Italy, Oct. 15–20, 2000* (Ed. P Chen) (Singapore: World Scientific, 2002) p. 113
- Bessonov E G, physics/0202040
- Gorbunkov M V, Vorchik D B, in *Conf. on Lasers and Electro-Optics/Europe, CLEO/Europe'96, Sept. 8–13, 1996, Hamburg, Germany*, Technical Digest, p. 282
- Васильев В Н и др. *Спектры излучения рентгеновских установок* (М.: Энергоатомиздат, 1990)
- Nakajima K, in *Advanced Accelerator Concepts: 8th Workshop, Baltimore, Maryland, July 1998* (AIP Conf. Proc., Vol. 472, Eds W Lawson, C Bellamy, D F Brosius) (Woodbury, NY: American Institute of Physics, 1999) p. 280
- Litvinenko V N, Shevchenko O A, Mikhailov S F, in *Free Electron Lasers 2001: Proc. of the 23rd Intern. Free Electron Laser Conf. and the 8th FEL Users Workshop, Darmstadt, Germany, Aug. 20–24, 2001* (Eds M Brunken, H Genz, A Richter) (Boston: Elsevier, 2002) p. II-63
- Agafonov A V et al. "Development of an advanced X-ray generator based on Compton back-scattering", A Proposal for Science for Peace Sub-Programme of NATO, Problems of Atomic Science and Technology (Ser. "Nuclear Physics Investigations", No. 1) (2001) p. 126
- Бессонов Е Г, Виноградов А В, Турьянский А Г *ПТЭ* (5) 142 (2002)
- Baghriyan M "Synchrotron Radiation and Applications", ASLSCANDLE 02-012 (2002); http://www.candle.am/Public_reports/In_report/r_02_012.pdf

PACS numbers: 04.80.Nn, 98.80. – k

Космологическая модель и образование структуры Вселенной

В.Н. Лукаш

Развитие новых методов и технологий измерений анизотропии и поляризации реликтового излучения, с одной стороны, и создание карт крупномасштабного распределения видимого вещества во Вселенной, с другой, привели к экспериментальному определению космологической модели, о котором физики и астрономы XX века могли лишь мечтать. Впервые пространственный спектр первичных космологических возмущений плотности был измерен в диапазоне масштабов от скоплений (~ 10 Мпк) до сверхскоплений (~ 300 Мпк) галактик в разные моменты своей эволюции: через 400 тыс лет после Большого Взрыва ($E \sim 1$ эВ) в эпоху рекомбинации водорода, наблюдаемую в радиодиапазоне, и в современный период образования космологической структуры ($E \sim 10^{-3}$ эВ, 13 млрд лет после Большого Взрыва), изучаемой по распределению галактик и их скоплений методами оптической и рентгеновской астрономии.

Сегодня можно говорить о качественном прорыве в наблюдательной космологии: мы знаем решение задачи о гравитационной неустойчивости Вселенной. Независимым образом восстановлены как начальные условия (первичное поле космологических возмущений плотности), так и значения параметров космологической модели, включая состав и количество скрытой материи (холодные частицы, барионы, массивные нейтрино) и темной энергии (плотность физического вакуума), определяющих эволюцию возмущений плотности от момента рекомбинации до наших дней.