

# Лазерно-электронные генераторы – источники узкополосного рентгеновского излучения для малоинвазивной коронарной ангиографии

А.В.Виноградов, Н.В.Дьячков, А.В.Полунина, Н.Л.Попов, В.И.Шведунов

*Показано, что замена рентгеновских трубок, используемых в коронарной ангиографии, лазерно-электронными генераторами позволит улучшить качество изображений и (или) снизить радиационную нагрузку на пациента и расход контрастного вещества. При этом ожидается, что основные этапы ангиографической процедуры удастся сохранить, получив указанные преимущества за счет настройки спектра излучения на максимум поглощения контрастного вещества. Определены параметры электронных сгустков и взаимодействующих с ними лазерных импульсов, которые с одной стороны обеспечивают необходимый поток рентгеновского излучения, а с другой – удовлетворяют ограничениям, накладываемым тепловыми и фотозмиссионными свойствами фотокатода. Указанные параметры могут быть реализованы с использованием последних достижений лазерной и ускорительной техники.*

**Ключевые слова:** коронарная ангиография, источники узкополосного рентгеновского излучения, лазерно-электронные генераторы.

## 1. Введение

Малоинвазивная (интервенционная) коронарная ангиография (КАГ) – это визуализация коронарных сосудов сердца с помощью рентгеновского излучения путём катетеризации и введения контрастного вещества (на основе соединений иода) вблизи предполагаемых поражений коронарных артерий. В течение последних десятилетий она остаётся «золотым стандартом» диагностики ишемической и ряда других болезней сердца [1–5]. В современных ангиографах, позволяющих наблюдать состояние сосудов сердца в динамике с разрешением по времени 0.01 с и по пространству 0.15–0.2 мм, источниками излучения являются рентгеновские трубки [1]. В настоящей работе, следуя [6], рассматривается возможность замены рентгеновской трубки, используемой в коронарографии, более совершенным томсоновским лазерно-электронным рентгеновским генератором, ЛЭРГ (LEXS – Thomson laser-electron X-ray source), работы над которым ведутся в рамках проектов [7–12] и др. Как показали предварительные оценки [6], благодаря узкополосности излучения ЛЭРГ такая замена позволит снизить радиационную нагрузку на пациента при сохранении или улучшении качества ангиоизображений.

Кроме того, речь может идти о повышении пространственного разрешения и уменьшении концентрации иода, что снижает риск аллергических реакций у пациентов и удешевляет процедуру. Преимущества ЛЭРГ перед рентгеновской трубкой обусловлены относительно малой шириной спектра излучения (рис.1) и возможностью его перестройки в окрестности скачка фотопоглощения иода для оптимизации указанных выше диагностических параметров (см. ниже).

Исследования по КАГ с заменой рентгеновской трубки монохроматизированным пучком синхротронного излучения [13–16] проводились в США, Европе, СССР и Японии в 1986–2003 гг. [17,18]. Целью исследований было повышение безопасности процедуры за счёт отказа от катетеризации и уменьшения дозы контрастного вещества при его внутривенном введении, а также вычитания изображений, полученных на разных сторонах спектра К-скачка фотопоглощения иода. При этом использовались основные преимущества излучения синхротронов: коллимированность и возможность спектральной перестройки пучка. Разработанная методика была опробована на сотнях пациентов, однако в клинической практике она пока не используется. Число публикаций по этой тематике после 2003 г. значительно сократилось.

**А.В.Виноградов, Н.Л.Попов.** Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

**Н.В.Дьячков.** Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: dyachkov@sci.lebedev.ru

**А.В.Полунина.** Городская клиническая больница № 17, Россия, 119620 Москва, ул. Волюнская, 7

**В.И.Шведунов.** Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119234 Москва, Воробьевы горы

Поступила в редакцию 6 февраля 2018 г., после доработки – 27 апреля 2018 г.

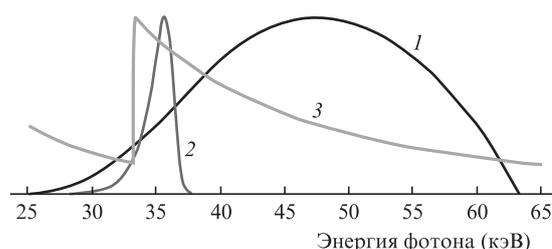


Рис.1. Спектры рентгеновской трубки, используемой в ангиографии (1), и предполагаемого ЛЭРГ (2) на фоне спектра поглощения иода (3).

В отличие от [13–18], в настоящей работе, как и в [6], речь идёт не об отказе от катетеризации, а только о замене излучателя. Предполагается, что остальные этапы ангиографической процедуры (контрастирование, многопроекционная съёмка, флюороскопия, фиксация изображений в динамике на жёсткие носители и др. [2–4]) удастся сохранить. Основная цель замены рентгеновской трубки на ЛЭРГ – повышение стандартов информативности и безопасности процедуры: снижение доз радиации и контрастного вещества, получаемых пациентом, а также повышение пространственного и временного разрешения за счёт более подходящих физических свойств нового источника излучения.

## 2. Основные показатели КАГ: радиационная доза, качество изображения, концентрация иода, пространственное разрешение. Выбор оптимальной энергии кванта узкополосного источника

Рентгеновские изображения, используемые в КАГ для диагностики контрастированных сосудов, получаются с экспозицией порядка одной-нескольких миллисекунд и частотой до 30 кадров в секунду. Это налагает достаточно жёсткие требования на интенсивность излучения источника. Рентгеновские трубки ангиографов работают при напряжениях 60–120 кВ (на рис.1 показан спектр трубки при анодном напряжении 63 кВ), так что средняя энергия рентгеновского кванта может в 1.5 и более раз превышать энергию, соответствующую скачку поглощения контрастирующего вещества – иода. Очевидно, что в случае совмещения максимума спектра излучателя с длиной волны К-скачка иода эффективность использования контрастного вещества повысится. Однако это потребует снижения анодного напряжения трубки, что приведёт к недопустимому падению интенсивности рентге-

новского излучения. Компенсировать его увеличением тока невозможно из-за деградации анода и катодных ограничений [19].

Другими словами, требуемая для получения КАГ-изображений высокая интенсивность излучения источника наряду с ограничениями, обусловленными физическими свойствами материалов катода и анода, не позволяют в случае рентгеновской трубки добиться удовлетворительного согласования спектра источника со спектром поглощения иода. Следует добавить, что спектр излучения, испускаемого анодом рентгеновской трубки, значительно шире пика фотопоглощения иода, поэтому узкополосный перестраиваемый источник был бы более предпочтительным при условии, что его интенсивность достаточна для видеосъёмки, предусмотренной указанными выше протоколами КАГ (1–2 мс, 30 Гц). Как скажется применение такого источника на основных медицинских показателях КАГ? Для ответа на этот вопрос рассмотрим выражение для радиационной дозы  $D(E)$ , требуемой для получения одного ангиоизображения с помощью узкополосного источника [6]:

$$D(E) = \frac{M^2(\text{CNR})^2}{m} E(\exp(\mu L) - 1) \times \frac{1 + \exp[-(\kappa - \mu)\delta]}{\{1 - \exp[-(\kappa - \mu)\delta]\}^2}, \quad (1)$$

где  $E$  – энергия фотона источника;  $M^2$  – число пикселей ангиоизображения;  $\text{CNR}$  – контрастное отношение;  $m$  и  $L$  – масса и толщина туловища пациента;  $\kappa$  и  $\mu$  – зависящие от энергии кванта коэффициенты поглощения контрастного вещества в коронарном сосуде и в окружающей ткани;  $\delta$  – диаметр сосуда.

На рис.2 в соответствии с (1) представлены зависимости основных показателей КАГ от энергии фотона. Из представленных результатов следует, что замена рентгеновской трубки перестраиваемым узкополосным источ-

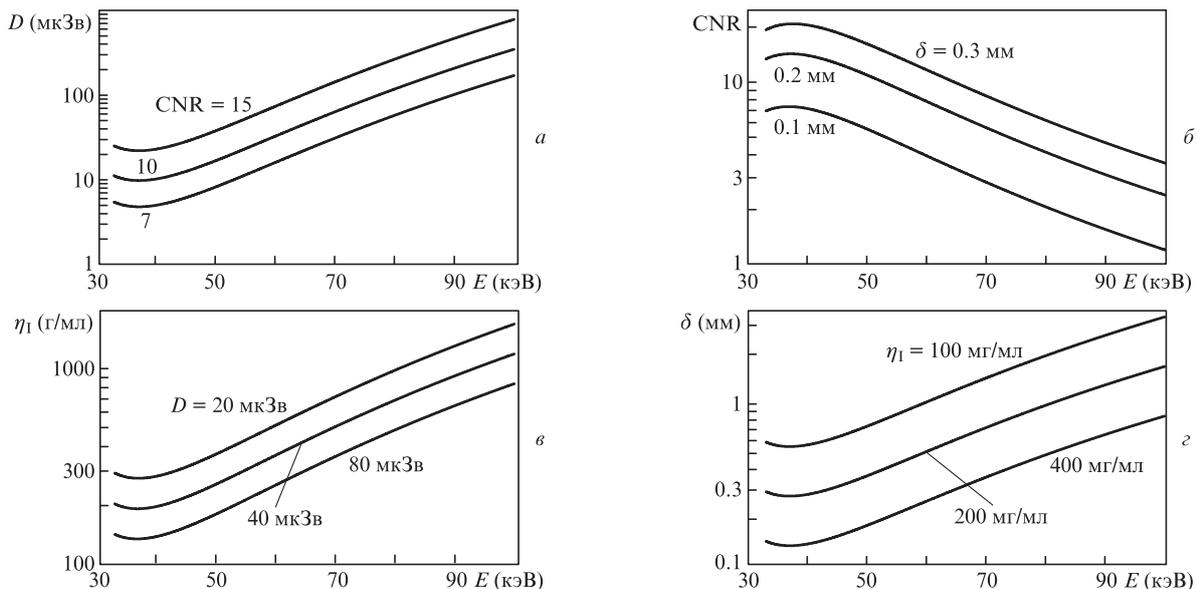


Рис.2. Медицинские показатели КАГ (см. (1)). Зависимости радиационной дозы  $D$ , получаемой пациентом (а), контраста получаемых изображений  $\text{CNR}$  (б), концентрации иода  $\eta_1$  в контрастирующем растворе (в) и пространственного разрешения  $\delta$  монохроматической КАГ (г) от энергии кванта рентгеновского излучения  $E$ . Значения параметров «по умолчанию», не указанных на соответствующих графиках:  $\delta = 0.2$  мм,  $D = 20$  мкЗв,  $\eta_1 = 400$  мг/мл,  $\text{CNR} = 15$ ,  $M = 256$ . Расчеты проводились при массе пациента  $m = 75$  кг и толщине его туловища  $L = 20$  см.

ником даёт возможность улучшать показатели КАГ путём оптимизации энергии рентгеновского кванта. В частности, радиационная доза может быть уменьшена в несколько раз [20] при сохранении качества изображения. Для оптимальной энергии кванта 38 кэВ величина дозы  $D(E)$  на один снимок при качестве изображения  $CNR = 15$  составляет 20 мкЗв, что соответствует  $N = 2 \times 10^{11}$  фотонов (рис.2,а). Эти цифры, полученные в пределах 15%–20%, согласуются с полученными в [6] полуэмпирическим методом: 23 мкЗв,  $N = 2,5 \times 10^{11}$ , оптимальная энергия 43 кэВ. Полуэмпирический метод [6] основан на использовании данных автоматических систем контроля дозы серийного ангиографического комплекса Allura FD10 [19], а формула (1) используется лишь в качестве модельной зависимости дозы от энергии кванта. Таким образом, здесь эффективно принимаются во внимание свойства существующих приёмников излучения. С учётом сказанного, для дальнейших оценок параметров лазеров и ускорителя электронов, используемых в ЛЭРГ для КАГ, мы примем энергию кванта  $E = 40$  кэВ, а число квантов на кадр  $N = 3 \times 10^{11}$ , сохранив при этом существующие стандарты времени экспозиции (1–2 мс) и пространственного разрешения (0.15–0.2 мм) [1, 19].

Диагностика работы сосудов ведётся в двух режимах КАГ: флюороскопии и видеорегистрации. (В последнем случае радиационная доза на кадр примерно на порядок больше [2–4].) Полное число кадров составляет около тысячи, частота их следования не превышает 30 кадров в секунду. Приведённые выше протоколы и показатели современной КАГ основаны на количественных исследованиях дозы облучения в различных режимах при одновременной регистрации большого числа медицинских и технических параметров. Такие исследования ведутся во многих странах на серийных ангиографах в соответствии с национальными программами здравоохранения. Полученные результаты разнятся в пределах одного порядка величины и зависят от типа оборудования, возраста, веса и состояния пациента, опыта врача и многих других факторов [21–30].

Как уже упоминалось, основная цель нашего исследования состоит в том, чтобы улучшить эти показатели, а следовательно, и качество диагностики путём замены излучателя (рентгеновская трубка) на ЛЭРГ. Принцип работы ЛЭРГ и его свойства описаны ниже.

### 3. Общие сведения о ЛЭРГ. Полный выход рентгеновского излучения при столкновении лазерного импульса с электронным сгустком

Рентгеновское излучение ЛЭРГ – результат томсоновского, или комптоновского, рассеяния лазерного излуче-

ния на релятивистских электронах в пучках линейных или циклических ускорителей. Среди первых экспериментальных работ по наблюдению эффекта отметим [31]. Идея практического применения ЛЭРГ в медицине была выдвинута Ф.Кэрролом [32]. В настоящее время имеется ряд действующих [10, 33] и строящихся [11, 12, 34] установок для различных применений.

Основная фундаментальная проблема создания ЛЭРГ с требуемой интенсивностью излучения связана с малостью сечения томсоновского рассеяния ( $\sigma_T = 6.6 \times 10^{-25}$  см<sup>2</sup>). Ее преодоление требует не только увеличения потоков взаимодействующих электронного и оптического пучков, но и уменьшения поперечных размеров их области взаимодействия. Поскольку оно происходит в вакууме, это возможно лишь за счёт острой фокусировки излучения, при которой уменьшаются как поперечный размер области фокуса (перетяжки) так и её продольный размер. Для обеспечения максимальной эффективности взаимодействия пучков необходимо, чтобы в области перетяжки имело место как можно больше потенциальных актов взаимодействия частиц. Это достигается путём формирования как электронного, так и оптического потоков в виде последовательности одиночных импульсов, продольный размер которых не превышает длины перетяжки. Нетрудно оценить, что при поперечном размере области взаимодействия оптического импульса (в терминах гауссовых пучков)  $2\sigma_L = 10$  мкм и длине волны  $\lambda_L \approx 1$  мкм требуемая его длительность  $\tau = 2Z_R/c$  ( $Z_R$  – рэлеевская длина) составит несколько пикосекунд. Количественные оценки указанных величин будут приведены ниже, а здесь мы остановимся на кратком описании простейшей схемы ЛЭРГ, позволяющей получить требуемый выход рентгеновского излучения.

На рис.3 приведена блок-схема ЛЭРГ на основе линейного ускорителя. Электронные сгустки пикосекундной длительности выбиваются из фотокатода с помощью специального пикосекундного фотокатодного лазера (ФКЛ), работающего в среднем УФ диапазоне. Требования к ФКЛ зависят от выбора материала фотокатода. В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением случая медного фотокатода, который хотя и обладает низкой квантовой эффективностью ( $\eta_c \sim 10^{-4}$ ), зато имеет высокую теплопроводность, обуславливающую его лучшую устойчивость к радиационным нагрузкам. Для облучения такого фотокатода подходит ФКЛ, работающий на 4-й гармонике неодимового лазера (энергия кванта  $\hbar\omega_{cL} = 4.8$  эВ).

Полученные сгустки электронов попадают в ускорительный модуль, где достигают требуемой энергии в несколько десятков МэВ. Ускорительный модуль представляет собой систему связанных СВЧ резонаторов, в которой при современном уровне технологий без использования сверхпроводящих элементов достигается среднее зна-

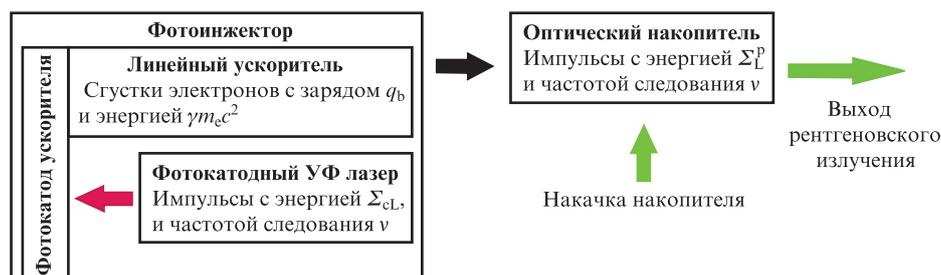


Рис.3. Блок-схема ЛЭРГ на основе линейного ускорителя.

чение ускоряющего поля свыше 25 МВ/м [35]. Это говорит о том, что размер требуемого ускорительного модуля (2–3 м), вообще говоря, сравним с габаритами остальных узлов ЛЭРГ.

Ускоренные указанным модулем сгустки фокусируются в область взаимодействия с импульсами лазерного излучения, расположенную внутри оптического накопителя – резонатора (power enhancement cavity) или циркулятора (circulator). Использование оптического накопителя позволяет на 2–4 порядка увеличить среднюю эффективную мощность лазерных импульсов, взаимодействующих с электронными сгустками, по сравнению с мощностью лазера накачки за счёт увеличения их энергии (в случае резонатора) и частоты следования (в случае циркулятора). В результате взаимодействия генерируется направленный (~10 мрад) рентгеновский пучок, состоящий из цугов пикосекундных импульсов, который посылается на исследуемый объект.

Приведём теперь краткий, но строгий, основанный на первых принципах, вывод основных формул, необходимых для расчёта интенсивности ЛЭРГ.

Пучок, генерируемый ЛЭРГ, складывается из повторяющихся рентгеновских вспышек, следующих с частотой  $\nu$  и сопровождающих столкновения сгустков большого числа фотонов ( $N_L \sim 10^{17}$ ) и электронов ( $N_e \sim 10^{10}$ ), которые мы считаем здесь классическими релятивистскими частицами, с концентрациями  $n_L(r, t)$  и  $n_e(r, t)$ . Исходя из определения эффективного сечения  $\sigma$ , выход  $dN$  (число событий, в нашем случае – появление рентгеновских фотонов) из единицы объема  $dr$  за время  $dt$  любой реакции в системе координат, где одни частицы (в данном случае – электроны) покоятся, есть

$$dN = \sigma' c n_e n_L' dr' dt'. \tag{2}$$

Здесь штрихами обозначены величины, которые берутся в системе координат, связанной с электронами. Полное число событий  $dN$  не зависит от системы координат. Остальные входящие в (2) параметры, кроме инвариантного дифференциального сечения  $\sigma'$ , которое определено в системе покоя электронов, преобразуются при переходе к лабораторной системе отсчёта, что даёт

$$dN = \sigma' [c - (\kappa_L, v)] n_e n_L dr dt, \tag{3}$$

где  $\kappa_L$  – единичный вектор, обозначающий направление движения фотона;  $v$  – скорость электрона. Эту формулу легко получить из (2), учтя, что  $dr dt$  – скаляр, а  $\{mv, nc\}$  – четырёхмерный вектор тока [36, 37]. Выражение (3) описывает широкий круг процессов с участием фотонов. Для многих практических оценок полезен случай лобового столкновения ( $(\kappa_L, v) = -c$ ), при котором вычисления можно довести до сравнительно простых формул [38].

Используем (3) для определения полного числа фотонов при томсоновском рассеянии лазерного импульса на релятивистском электронном сгустке. В этом случае  $\sigma' = \sigma_T$  – полное сечение томсоновского рассеяния. Интегрируя (3) по  $dr dt$  и учитывая, что рентгеновское излучение, возникающее при лобовом столкновении, в основном направлено вперёд по движению электрона, для полного числа рентгеновских фотонов получаем

$$N = 2c\sigma_T N_e N_L J, \tag{4}$$

где

$$J = \int_{-\infty}^{\infty} \iiint n_e(r, t) n_L(r, t) dr dt.$$

Здесь, в отличие от (2) и (3), через  $n_e$  и  $n_L$  обозначены не сами концентрации частиц, а их приведенные величины, нормированные на 1. Интеграл  $J$  определяется исключительно геометрией сталкивающихся импульсов (сгустков) и степенью их совмещения во времени и в пространстве. Он не связан ни с типом взаимодействия, ни с результатом столкновения. Рассмотрим столкновение двух гауссовых импульсов, в которых распределения приведенных концентраций по пространству и времени имеют следующий вид:

$$n_e(x, y, z, t) = \frac{\exp\left\{-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma_e^2[1 + (z/\beta)^2]} - \frac{(z - ct)^2}{2l_e^2}\right\}}{(2\pi)^{3/2} l_e \sigma_e^2 [1 + (z/\beta)^2]}, \tag{5}$$

$$n_L(x, y, z, t) = \frac{\exp\left\{-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma_L^2[1 + (z/Z_R)^2]} - \frac{(z + ct)^2}{2l_L^2}\right\}}{(2\pi)^{3/2} l_L \sigma_L^2 [1 + (z/Z_R)^2]}.$$

Здесь в соответствии с [39]  $\sigma_e$  и  $\sigma_L$  – радиусы, а  $\beta$  и  $Z_R$  – продольные размеры перетяжек электронного и лазерного пучков;  $l_e$  и  $l_L$  – длины импульсов на половине высоты. Отметим, что радиусы и продольные размеры перетяжек связаны через нормализованный эмиттанс  $\epsilon_n$  электронов и длину волны  $\lambda_L$  лазерного излучения следующим образом:

$$\beta = \frac{\gamma\sigma_e^2}{\epsilon_n}, \quad Z_R = \frac{4\pi\sigma_L^2}{\lambda_L}, \tag{6}$$

где  $\gamma$  – релятивистский фактор электронов.

Подставив (5) в (4), можно получить

$$J = \frac{g(y)}{4\pi c(\sigma_e^2 + \sigma_L^2)}, \tag{7}$$

где

$$g(y) = \sqrt{\pi y} e^y \operatorname{erfc} \sqrt{y};$$

$$y = \frac{2(\sigma_e^2 + \sigma_L^2)}{l_e^2 + l_L^2} \left( \frac{\sigma_e^2}{\beta^2} + \frac{\sigma_L^2}{Z_R^2} \right)^{-1} = 2 \left( \frac{l_e^2 + l_L^2}{\beta^2} \frac{\sigma_e^2}{\sigma_e^2 + \sigma_L^2} + \frac{l_e^2 + l_L^2}{Z_R^2} \frac{\sigma_L^2}{\sigma_e^2 + \sigma_L^2} \right)^{-1}.$$

Из формул (4) и (7) окончательно получим [38]

$$N = \frac{N_e N_L \sigma_T}{2\pi(\sigma_e^2 + \sigma_L^2)} g(y), \quad g(y) = \begin{cases} 1, & y \gg 1, \\ \sqrt{\pi y}, & y \ll 1. \end{cases} \tag{8}$$

Зависимость  $g(y)$  изображена на рис.4. Из неё с учётом (7) и (8) следует, что максимальный выход рентгеновского излучения соответствует  $g(y) \approx 1$  и перестает существенно меняться при  $y > 1$ . Этот критерий можно взять за основу при оценке длительности сталкивающихся импульсов и

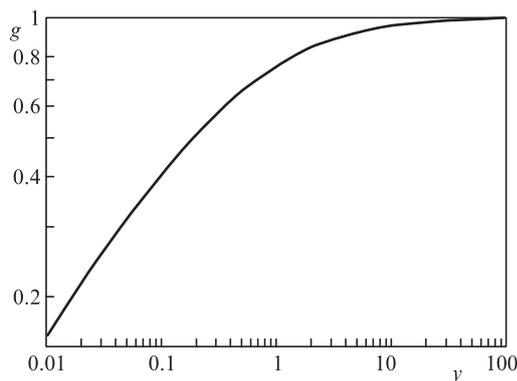


Рис.4. Зависимость функции  $g(y)$ .

сгустков. Если считать, что  $\sigma_e = \sigma_L$ , а  $\epsilon_n/\gamma \ll \lambda_L$ , то длительность импульса

$$\tau = 2 \frac{l_L}{c} = 2\sqrt{2} Z_R = 8\sqrt{2} \frac{\pi}{c} \frac{\sigma_L^2}{\lambda_L}. \quad (9)$$

#### 4. ЛЭРГ для КАГ на основе линейного ускорителя

Применим теперь полученные выражения к ЛЭРГ, используемому в КАГ. Краткие сведения о нём изложены в [39]. Отметим сразу, что относительная ширина спектра составляет 10%–15%, а расходимость  $\gamma^{-1} \approx 10^{-2}$ . Это позволяет использовать результаты разд.2 и считать, что все рентгеновские фотоны, описываемые формулой (8), попадают на нужный участок тела пациента и служат для диагностики.

Поскольку источник излучения для КАГ должен работать с частотой следования кадров 30 Гц, причём число фотонов за кадр (макроимпульс)  $N_p$  должно быть не менее  $3 \times 10^{11}$ , а длительность самого макроимпульса  $\tau_p$  – не более 1–2 мс, требуемый средний поток фотонов за указанное время равен  $3 \times 10^{14} \text{ с}^{-1}$ , средний за время киносъемки –  $9 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$ , т.е. коэффициент заполнения (duty cycle) составляет 3%. Далее на основе выражения (8) будет показано, что для получения этих цифр должны быть удовлетворены довольно высокие требования к компонентам ЛЭРГ, соответствующие последним достижениям ускорительной и лазерной техники [40–43]. В большинстве случаев это вызвано причинами фундаментального характера – тепловыми, электрическими, оптическими и другими свойствами материалов. Как уже отмечалось, именно такого рода причины ограничивают возможности современных ангиографических комплексов: не позволяют совместить максимум спектра рентгеновского источника с максимумом поглощающей способности контрастного вещества (иода) и реализовать наиболее выгодные режимы для повышения качества изображений. В то же время спектр излучения ЛЭРГ определяется энергиями электронов и лазерных квантов, и трудности, связанные с его перестройкой, не являются столь существенными.

При анализе элементов ускорительных и лазерных модулей ЛЭРГ, включая источники СВЧ энергии, фотокатоды, резонаторы и пр., будем ориентироваться на возможности технологий, освоенных промышленностью, или на результаты, подтверждённые экспериментально.

Впервые подобное рассмотрение было выполнено десять лет назад [44, 45] для большого круга материалов фотокатодов и различных типов ЛЭРГ. В настоящей работе речь пойдет о широко используемом медном катоде, причём особое внимание будет уделено специфике требований, вытекающих из протокола КАГ, по отношению к фотоинжекторам и к применяемым в них лазерам с учётом современного уровня развития последних.

Оценим параметры ЛЭРГ, способного за время  $\tau_p < 1-2$  мс выдать  $N_p = 3 \times 10^{11}$  фотонов. Для ответа на этот вопрос вернёмся к формуле (8), определяющей выход фотонов от одного электронного сгустка, которых в одном макроимпульсе содержится  $n_b = v\tau_p$ . Положив для простоты  $\sigma_L = \sigma_e$  и  $g(y) \approx 1$ , получим

$$N_p = n_b \frac{N_e N_L \sigma_T}{4\pi\sigma_e^2} = \frac{\gamma Q N_L \sigma_T}{4\pi e \beta \epsilon_n} = N = \Gamma N_L \sigma_T, \quad (10)$$

где

$$\Gamma = \frac{\gamma Q}{4\pi e \beta \epsilon_n}.$$

Под  $N_e$  и  $Q = n_b q_b$  здесь понимаются полное число электронов и полный заряд пучка в одном макроимпульсе, содержащем  $n_b$  сгустков заряда  $q_b$ . Далее для оценок в (7) в соответствии с энергией К-скачка поглощения иода будем использовать умеренно малое значение  $\beta$  (1 см) и  $\gamma = 90$ . Задача состоит в оптимизации ускорительного модуля относительно входящих в величину  $\Gamma$  параметров (заряд и число сгустков  $q_b$  и  $n_b$ , а также эмиттанс  $\epsilon_n$ ), определяющего размер области взаимодействия  $\sigma_e$ , с целью получения максимального выхода рентгеновских фотонов.

Поскольку электроны выбиваются из катода излучением ФКЛ, значения первых двух параметров определяются тепловой прочностью материала катода (медь). Простейшая модель, использовавшаяся нами для оценки максимальной величины  $Q$ , изображена на рис.5. Предполагается, что вся энергия ФКЛ, требуемая для получения нужного числа электронов, идет на разогрев области катода, в которой от облучаемого участка поверхности за время  $\tau_p$  успевает распространиться тепло. Эмиттанс в свою очередь определяется главным образом действием сил пространственного заряда (в случае большого заряда сгустков) и тепловым разбросом фотоэлектронов по импульсам (в случае малого заряда). Зная  $\Gamma$  и экспозицион-

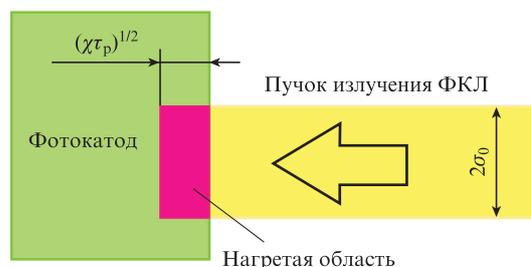


Рис.5. Модель для оценки нагрева фотокатода в области пятна излучения ФКЛ. Энергия излучения ФКЛ, необходимая для получения нужного числа электронов, полностью поглощается на облучаемой поверхности радиусом  $\sigma_0$  и тратится на разогрев области распространения тепла. Критерий перегрева – достижение в указанной области температуры плавления материала катода за время  $\tau_p$ .

ную дозу  $N_p$ , можно с помощью (10) найти число фотонов  $N_L$  в лазерном импульсе, запасённом в накопителе.

Рассмотрим сначала сгустки с большим зарядом,  $q_b \geq 100$  пКл. Тогда эмиттанс  $\varepsilon_n$  определяется в основном действием сил пространственного заряда, при этом отношение  $q_b/\varepsilon_n$  становится константой и увеличение заряда сгустка свыше 100 пКл не имеет смысла [46]. Для качественных оценок таких зарядов можно использовать отношение  $q_b/\varepsilon_n \approx 2.5 \times 10^{-4}$  Кл·м<sup>-1</sup> и радиус пятна фокусировки на фотокатоде  $\sigma_0 = 0.8$  мм. Полный заряд  $Q$  определяется лазерной энергией  $\Sigma_{\text{CL}}^p$ , попавшей на фотокатод за время одного макроимпульса (цикла работы) ускорителя, которое возьмём примерно равным времени экспозиции  $\tau_p \approx 1$  мс. Далее, в соответствии с уравнением баланса тепла в области глубиной  $\sqrt{\chi\tau_p}$  ( $\chi$  – температуропроводность, см. рис.5), примыкающей к пятну фокусировки лазерного излучения радиусом  $\sigma_0$ , имеем

$$\Sigma_{\text{CL}}^p = \pi\sigma_0^2 \sqrt{\chi\tau_p} C\rho\Delta T. \quad (11)$$

Здесь  $C$  и  $\rho$  – удельная теплоёмкость и плотность материала фотокатода, а  $\Delta T = T - T_0$  – нагрев фотокатода за время  $\tau_p$ . Подставив в (8) для медного фотокатода  $\chi = 1.2$  см<sup>2</sup>/с,  $C = 385$  Дж·кг<sup>-1</sup>·град<sup>-1</sup>,  $\rho = 8.9$  г/см<sup>3</sup>,  $\Delta T \approx 1000$  К и  $\tau_p \approx 1$  мс, получим полную энергию макроимпульса фотокатодного лазера  $\Sigma_{\text{CL}}^p = 2.4$  Дж, что при квантовой эффективности  $\eta_c = 10^{-4}$  (в [47] –  $1.3 \times 10^{-4}$ ) для энергии лазерного фотона  $\hbar\omega_{\text{CL}} = 4.8$  эВ соответствует заряду  $Q = n_b q_b = 50$  мкКл и числу сгустков  $n_b = 5 \times 10^5$ . Отсюда, по-

лагая, что частота следования сгустков  $\nu$  совпадает с частотой следования лазерных импульсов в накопителе и фотоинжекторе, легко найти импульсную (усреднённую по макроимпульсу) и среднюю (при скорости съёмки 30 с<sup>-1</sup>) мощности ФКЛ и лазерного излучения в накопителе фотонов. Все эти величины приведены в колонке 1 табл.1.

Для того чтобы выбрать наиболее выгодный режим работы ускорительного блока, рассмотрим малые заряды сгустков:  $q_b \leq 15$  пКл. В этом случае величина  $\varepsilon_n$  определяется, в основном, такими факторами, как зависимость от времени ускоряющего поля, величина магнитного поля на катоде, тепловой эмиттанс, и при надлежащей оптимизации СВЧ пушки она приближается к величине теплового эмиттанса [46]. В качестве практически предельного значения может рассматриваться  $\varepsilon_n \approx 10^{-7}$  м при радиусе пятна на фотокатоде  $\sigma_0 = 0.2$  мм. Соответствующие параметры ускорительного и лазерного блоков приведены в колонке 2 табл.1.

В настоящей работе мы ограничились рассмотрением ЛЭРГ на основе линейных ускорителей с медным фотокатодом и накопителем лазерного излучения. В этом случае, как видно из табл.1, большие заряды сгустков ( $q_b \geq 100$  пКл) приводят к чрезмерным требованиям, налагаемым на фотокатодный лазер, и к большой импульсной мощности пучка. Требования к накопителю фотонов при этом соответствуют результатам работы [48] (энергия  $\Sigma_L^p = 2.7$  мДж, мощность  $P_L^p = P_L = 0.76$  МВт). В свою очередь инжектор с медным фотокатодом и линейный ускоритель для ЛЭРГ с малыми зарядами сгустков ( $q_b \leq 15$  пКл), на-

Табл.1. Параметры ускорительного и лазерного блоков ЛЭРГ для КАГ.

| Параметры  | Значения параметров  |                      |                          |
|--|----------------------|----------------------|--------------------------|
|  | 1                    | 2                    | 3                        |
| Заряд одного ЭС $q_b$ (пКл)                        | 100                  | 15                   | 100                      |
| Энергия импульса ФКЛ $\Sigma_{\text{CL}}^p$ (мкДж) | 5                    | 0.75                 | 5                        |
| Эмиттанс ЭС $\varepsilon_n$ (м)                    | $4 \times 10^{-7}$   | $10^{-7}$            | $4 \times 10^{-7}$       |
| Энергия кванта ФКЛ $\hbar\omega_{\text{CL}}$ (эВ)  | 4.8                  | 4.8                  | 4.8                      |
| Радиус пятна ФКЛ на ФК $\sigma_0$ (мм)             | 0.8                  | 0.2                  | 0.8                      |
| Квантовая эффективность ФК $\eta_c$                | $10^{-4}$            | $10^{-4}$            | $10^{-4}$                |
| Релятивистский фактор ЭС $\gamma$                  | 90                   | 90                   | 90                       |
| Бета-функция ЭС в ОВ $\beta$ (см)                  | 1                    | 1                    | 1                        |
| Гауссов поперечник ОВ $\sigma_e$ (мкм)             | 6.6                  | 3.3                  | 6.6                      |
| Энергия ФКЛ на кадр $\Sigma_{\text{CL}}^p$ (Дж)    | 2.4                  | 0.15                 | $2.4\eta$                |
| Суммарный заряд ЭС за кадр $Q$ (мкКл)              | 50                   | 3.1                  | $50\eta$                 |
| СМ потока ЭС за кадр $P_e$ (МВт)                   | 2.5                  | 0.15                 | $2.5\eta$                |
| Полное число ЭС на кадр $n_b$                      | $5 \times 10^5$      | $2 \times 10^5$      | $5\eta \times 10^5$      |
| Частота следования ЭС $\nu$ (МГц)                  | 500                  | 200                  | $500\eta$                |
| СМ ФКЛ за кадр $P_{\text{CL}}^p$ (Вт)              | 2400                 | 150                  | $400.5\eta$              |
| СМ ФКЛ за секунду $P_{\text{CL}}$ (Вт)             | 72                   | 4.5                  | $72\eta$                 |
| Коэффициент из (7) $\Gamma$ (см <sup>-2</sup> )    | $5.6 \times 10^{19}$ | $1.4 \times 10^{19}$ | $5.6\eta \times 10^{19}$ |
| Энергия одного ЛИ $\Sigma_L^p$ (мДж)               | 1.5                  | 6.1                  | $1.5\eta^{-1}$           |
| СМ ЛИ за кадр $P_L^p$ (МВт)                        | 0.75                 | 1.2                  | 0.75                     |
| СМ ЛИ за секунду $P_L$ (кВт)                       | 25                   | 40                   | 25                       |
| Длина волны ЛИ $\lambda_L$ (нм)                    | 1060                 | 1060                 | 1060                     |
| Длительность ЛИ и ЭС $\tau$ (пс)                   | 4.9                  | 1.2                  | 4.9                      |

Примечание. Значения параметров в колонках 1 и 2 соответствуют максимальной нагрузке на фотокатод (нагреву на  $\Delta T \approx 1000$  К за один макроимпульс), значения в колонке 3 предполагают оптимизацию параметров из колонки 1 за счет снижения частоты следования импульсов в  $\eta$  раз. Для всех случаев длительность одного макроимпульса (кадра)  $\tau_p = 1$  мс, а частота следования кадров – 30 Гц; ЭС – электронный сгусток, ФКЛ – фотокатодный лазер, ФК – фотокатод, ОВ – область взаимодействия электронов с лазерным излучением внутри накопителя, СМ – средняя мощность, ЛИ – лазерный импульс, сформированный внутри оптического накопителя.

оборот, имеют низкую импульсную мощность пучка. Однако накопитель фотонов в колонке 2 табл. 1 превосходит как по энергии, так и по мощности наивысшие показатели, продемонстрированные к настоящему моменту [48]. Более приемлемый со всех точек зрения вариант можно выбрать с помощью параметров колонки 3. Здесь случай больших зарядов представлен с учётом масштабирующего множителя  $\eta$ . В частности, при  $\eta = 0.2$  в пять раз уменьшается полный заряд  $Q$  и другие параметры электронного пучка, что существенно снижает требования к ускорителю и приводит к более реалистичным характеристикам фотокатодного лазера (ср. с [49]). При этом требуемая энергия запасённого в накопителе импульса почти втрое превосходит результат [48]. В то же время импульсная мощность  $P_L^p$  соответствует достигнутой, а требуемая средняя  $P_L$  оказывается в 30 раз меньше.

## 5. Обсуждение и выводы

Предлагаемый новый метод получения изображений при КАГ заключается в замене рентгеновской трубки узкополосным излучателем. В отличие от ряда других методов [13–16, 50–54], его целью и преимуществом является не отказ от катетеризации, а снижение радиационной дозы одновременно с возможностью повышения качества изображений и уменьшения расхода контрастных веществ. При этом ожидается, что остальные технологии интервенционной КАГ (регистрация и обработка изображений, протоколы съёмки и пр.) останутся неизменными, что значительно облегчит практическую реализацию метода.

Таким узкополосным рентгеновским излучателем для КАГ может быть лазерно-электронный генератор, разработка которого, начиная с [32], ведётся во многих научных центрах. Однако действующие и проектируемые ЛЭРГ как по средней, так и по импульсной мощности пока не удовлетворяют требованиям современной КАГ. Рассмотренный в настоящей работе вариант основан на линейных ускорителях и представляется реализуемым на основе современных лазерных и ускорительных технологий. Возможно, что менее энергозатратной и более экономичной, хотя и менее компактной, окажется система, включающая в себя накопительное кольцо. При последующем анализе следует также более детально рассмотреть лазерный блок и особенно накопитель фотонов с учётом альтернативы: резонатор [48, 55] или циркулятор [56, 57]. В настоящей работе сформулированы лишь требования к запасённой лазерной энергии  $\Sigma_L^p$ .

В заключение отметим, что замена в интервенционной коронарной ангиографии рентгеновской трубки узкополосным рентгеновским источником может существенно уменьшить радиационную нагрузку на пациента, а также оптимизировать другие показатели диагностики сосудов сердца, включая качество изображений, пространственное разрешение, концентрацию и расход контрастных веществ.

Лазерно-электронный генератор на основе линейного ускорителя и накопителя фотонов обладает необходимыми для КАГ средней и импульсной мощностями. Основные его компоненты, по-видимому, могут быть созданы на основе существующих лазерных и ускорительных технологий.

Анализ теплового режима фотокатода и динамических свойств генерируемого электронного пучка позво-

лил установить требования к лазеру фотоинжектора и накопителю фотонов.

Применённая методика расчётов может быть полезной для разработки других приложений ЛЭРГ, нередко предъявляющих довольно трудновыполнимые требования к рентгеновскому пучку [58–61].

Авторы благодарны М.В.Горбункову за неоднократные обсуждения работы, а также И.А.Артюкову, А.Е.Дракину и Р.М.Фещенко, ознакомившимся с рукописью.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Актуальные проблемы фотоники, зондирование неоднородных сред и материалов».

1. Stefanini G.G., Windecker S. *Circulation*, **131** (4), 418 (2015).
2. Moscucci M. *Grossman & Baim's Cardiac Catheterization, Angiography, and Intervention* (USA, Philadelphia: LWW, 2013).
3. Савченко А.П., Черкавская О.В., Руденко Б.А., Болотов П.А. *Интервенционная кардиология. Коронарная ангиография и стентирование* (М.: Гэотар-Медиа, 2010).
4. Беленков Ю.Н., Оганов Р.Г. *Кардиология* (М.: Гэотар-Медиа, 2008).
5. Блинов Н.Н. *Основы рентгенодиагностической техники* (М.: Медицина, 2002).
6. Artyukov I.A., Dyachkov N.V., Feshchenko R.M., Polunina A.V., Popov N.L., Shvedunov V.I., Vinogradov A.V. *Proc. SPIE*, **10243**, 1024307-1 (2017).
7. Anderson S.G., Barty C.P.J., Betts S.M., Brown W.J., Crane, J.K., et al. *Appl. Phys. B*, **78** (7–8), 891 (2004).
8. Bessonov E.G., Gorbunkov M.V., Kostyukov P.V., Maslova Yu.Ya., Tunkin V.G., Postnov A.A., Mikhailichenko A.A., Shvedunov V.I., Ishkhanov, B.S., Vinogradov A.V. *J. Instrum.*, **4** (7), P07017 (2009).
9. Shimizu H., Akemoto M., Arai Y., Araki S., Aryshev A., Fukuda M., et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A: Accel. Spectrom. Detect. Assoc. Equip.*, **772**, 26 (2015).
10. Eggel E., Dierolf M., Acherhold K., Jud C., Gunther B., Braig E., Gleich B., Pfeiffer F. *J. Synchrotron Radiat.*, **23** (5), 1137 (2016).
11. Vaccarezza C. et al. DOI information: 10.1016/j.nima.2016.01.089.
12. Zomer F. et al. <https://agenda.infn.it/conferenceDisplay.py?confId=11130>.
13. Rubenstein E., Hofstadter R., Zeman H.D., Thompson A.C., Otis J.N., Brown G.S., Giacomini J.C., Gordon H.J., Kernoff R.S., Harrison D.C. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **83** (24), 9724 (1986).
14. Dix W.-R., Engelke K., Glüer C.-C., Graeff W., Höppner C.P., Stellmaschek K.-H., Wroblewski T., Bleifeld W., Höhne K.H., Kupper W. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **246** (1–3), 702 (1986).
15. Dementyev E.N., Dovga E.Ya., Kulipanov G.N., Medvedko A.S., Mezentsev N.A., Pindyurin V.F., Sheromov M.A., Skrinisky A.N., Sokolov A.S., Ushakov V.A., Zagorodnikov E.I., Kaidorin A.G., Neugodov Yu.V. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **246** (1–3), 726 (1986).
16. Akisada M., Ando M., Hyodo K., Hasegawa S., Konishi K., Nishimura K., Maruhashi A., Toyofuku F., Suwa A., Kohra K. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **246** (1–3), 713 (1986).
17. Pelka J.B. *Acta Phys. Polon. A*, **2** (114), 309 (2008).
18. Umetani K., Fukushima K. *Rev. Sci. Instrum.*, **84** (3), 034302 (2013).
19. Gislason-Lee A., Hoornaert B., Cowen A.R., Davies A.G. <http://eprints.whiterose.ac.uk/78474/>.
20. Dyachkov N.V., Polunina A.V., Popov N.L., Vinogradov S.L., Vinogradov A.V. *Biomed. Phys. Eng. Express*, **3** (5), 057001 (2017).
21. Блинов Н.Н., Варшавский Ю.В., Зеликман М.И., Кондрашин С.А., Кручинин С.А., Терновой С.К. *Радиология и практика*, **3**, 30 (2009).
22. Bouzarjomehri F., Tsapaki V. *Iran. J. Radiat. Res.*, **6** (4), 167 (2009).
23. Stratis A.I., Anthopoulos P.L., Gavaliatsis I.P., Ifantis G.P., Salahas A.I., Antonellis I.P., Tavernarakis A.G., Molfetas M.I. *Hellenic J. Cardiol.*, **50**, 17 (2009).
24. Pantos I., Patatoukas G., Katritsis D.G., Efsthathopoulos E. *Curr. Cardiol. Rev.*, **5** (1), 1 (2009).
25. Tsapaki V. *Imaging Med.*, **2** (3), 303 (2010).
26. Miller D.L., Hilohi C.M., Spelic D.C. *Med. Phys.*, **39** (10), 6276 (2012).

27. Conti C.R. *Europ. Heart J.*, **35**, 599 (2014).
28. Olcay A., Guler, E., Karaca I.O., Omaygenc M.O., Kizilirmak F., Olgun E., Yenipinar E., Cakmak H.A., Duman D. *J. Invasive Cardiol.*, **27** (4), 199 (2015).
29. Harbron R.W., Dreuil S., Bernier M.O., Pearce M.S., Thierry-Chef I., Chapple C.L., Baysson H. *J. Radiol Prot.*, **36** (4), R131 (2016).
30. Gkanatsios N.A., Huda W., Peters K.R. *Medical Phys.*, **29** (8), 1643 (2002).
31. Куликов О.Ф. *Труды ФИАН*, **80**, 3 (1975).
32. Carroll F.E., Waters J.W., Price R.R., Brau C.A., Roos C.F., Tolk N.H., Pickens D.R., Stephens W.H. *Investigat. Radiol.*, **25** (5), 465 (1990); Carroll F.E. *Am. J. Roentgenol.*, **179** (3), 583 (2002).
33. <http://lynceantech.com/>.
34. Zhijun Chi, Yingchao Du, Lixin Yan, Zheng Zhou, Zhen Zhang, Dong Wang, Qili Tian, Hongze Zhang, Jianfei Hua, Jiaru Shi, Wenhui Huang, Huaibi Chen, Chuanxiang Tang. *Proc. SPIE*, **10391**, 103910Z-1 (2017).
35. Alesini D. DOI:<http://dx.doi.org/10.23730/CYRSP-2018-001.79>.
36. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория поля* (М.: Наука, 1988).
37. Батыгин В.В., Топтыгин И.Н. *Сборник задач по электродинамике* (М.: R&C Dynamics, 2002).
38. Brown W.J., Hartemann F.V. *AIP Conf. Proc.*, **737**, 839 (2004).
39. Artyukov I.A., Bessonov E.G., Gorbunkov M.V., Maslova Yu.Ya., Popov N.L., Vinogradov A.V. *Las. Part. Beams*, **34** (4), 637 (2016).
40. Deitrick K., Delaysen J.R., Krafft G.A. *Proc. IPAC* (Copenhagen, Denmark, 2017, p. 932).
41. Marsh R.A., Gibson D.J. *Proc. IPAC* (Copenhagen, Denmark, 2017, p. 795).
42. Tajima H.T., Anderson G.G., Gibson D.J., Marsh R.A., Barty C.P.J. *Proc. IPAC* (Copenhagen, Denmark, 2017, p. 3656).
43. Breitkopf S., Eidam T., Klenke A., Carstens H., Holzberger S., Fill E., Schreiber T., Krausz F., Tünnemann A., Pupeza I., Limpert J. *Europ. Phys. J. Special Topics*, **224** (13), 2573 (2015).
44. Bessonov E.G., Gorbunkov M.V., Maslova Yu.Ya., Kostryukov P.V., Tunkin V.G., Ishkhanov B.S., Shvedunov V.I., Vinogradov A.V. *Proc. SPIE*, **6702**, 67020E-1 (2007).
45. Bessonov E.G., Gorbunkov M.V., Ishkhanov B.S., Kostryukov P.V., Maslova Yu.Ya., Shvedunov V.I., Tunkin V.G., Vinogradov A.V. *Laser Part. Beams*, **26** (3), 489 (2008).
46. Palmer D.T. PhD Thesis (Stanford Univ., California, 1998).
47. Hong J., Han J.-H., Park S.J., Jung Y.G., Kim D.E., Kang H.-S., Pflueger J. *High Power Laser Sci. Eng.*, **3**, e21 (2015); doi:10.1017/hpl.2015.18.
48. Limpert J., Tünnemann A., Weitenberg J., Yost D.C., Al-Ghamdi A., Alahmed Z., Azzeer A., Apolonski A., Fill E., Krausz F., Pupeza I. *Opt. Lett.*, **39** (9), 2595 (2014).
49. Yu H., Zhang P., Wang X., Zhou P., Chen J. *IEEE Photon. J.*, **8** (2), 1 (2016).
50. Carr R. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, **347** (1–3), 510 (1994).
51. Nakajima K., Nakanishi H., Ogata A., Zhang F.Q., Kumada M. *Proc. PAC*, **97**, 2371 (1997).
52. Бессонов Е.Г., Виноградов А.В., Горбунков М.В., Турьянский А.Г., Фещенко Р.М., Шабалин Ю.В. *УФН*, **173** (8), 899 (2003).
53. Gorbunkov M.V., Tunkin V.G., Bessonov E.G., Fechtchenko R.M., Artyukov I.A., Shabalin Yu.V., Kostryukov P.V., Maslova Yu.Ya., Poseryaev A.V., Shvedunov V.I., Vinogradov A.V., Mikhailchenko A.A., Ishkhanov B.S. *Soft X-ray Las. Applicat. VI*, *SPIE*, **5919**, 59190U (2005).
54. Виноградов А.В., Виноградов С.Л., Дьячков Н.В., Полунина А.В., Постнов А.А. *Квантовая электроника*, **47** (1), 75 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (1), 75 (2017)].
55. Sprangle P., Ting A., Esarey E., Fisher A. *J. Appl. Phys.*, **72** (11), 5032 (1992).
56. Bessonov E.G., Gorbunkov M.V., Maslova Y.Y., Kostryukov P.V., Tunkin V.G., Ishkhanov B.S., Shvedunov V.I., Vinogradov A.V. *Proc. SPIE*, **6702**, 67020E (2007).
57. Jovanovic I., Shverdin M., Gibson D., Brown C. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A: Accel. Spectrom. Detect. Assoc. Equip.*, **578** (1), 160 (2007).
58. US Patent WO 2006104956 A9 (Jan 11, 2007).
59. Маслова Ю.Я. Канд. дис. (М.: ФИАН, 2015).
60. Артюков И.А., Виноградов А.В., Фещенко Р.М. *Физические основы приборостроения*, **5** (3), 56 (2016).
61. Polyakov S.N., Artuykov I.A., Blank V.D., Zholudev S.I., Feshchenko R.M., Popov N.L., Yaroslavtsev A.A., Vinogradov A.V. *X-ray Las. Coh. X-ray Sources: Development Applicat. Intern. Soc. Opt. Photon.*, **10243**, 102430Y (2017).