

УДК 621.385

## МИКРОВОЛНОВЫЕ ОНДУЛЯТОРЫ И ЭЛЕКТРОННЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ ДЛЯ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ ЛАЗЕРОВ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Э. Б. Абубакиров<sup>1,2</sup>, И. В. Бандуркин<sup>1</sup>, А. А. Вихарев<sup>1</sup>, С. В. Кузиков<sup>1,2</sup>,  
Р. М. Розенталь<sup>1</sup>, А. В. Савилов<sup>1,2\*</sup>, А. Э. Федотов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт прикладной физики РАН;

<sup>2</sup> Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

В статье обсуждаются возможные применения приборов релятивистской импульсной сверхвысокочастотной электроники в физике и технике современных лазеров на свободных электронах. В частности, рассматриваются возможности использования импульсов мощного излучения миллиметрового диапазона длин волн для раскачки электронов в рабочем пространстве лазера (в сверхвысокочастотном ондуляторе), а также для охлаждения и фокусировки электронных сгустков.

### ВВЕДЕНИЕ

Создание мощных источников когерентного коротковолнового излучения является целью исследовательских работ многих физических лабораторий мира. Наибольший интерес представляет рентгеновский диапазон (длины волн 0,01÷10 нм), в котором получение когерентного излучения принято связывать с созданием лазеров на свободных электронах (ЛСЭ). Интерес к этому диапазону вызван возможностями сверхбыстрых измерений на экстремально малых физических масштабах, составляющих в случае когерентного излучения доли длины его волны.

В настоящее время наиболее интенсивное излучение получено в ЛСЭ рентгеновского диапазона, работающих на основе ондуляторов на постоянных магнитах и электронных пучках с энергией частиц более 10 ГэВ. Получение таких пучков требует ускорителей с километровой длиной, поэтому перспективным является создание компактных рентгеновских лазеров. Требованиям компактности могли бы удовлетворить ЛСЭ с микроволновыми ондуляторами (МО), в которых раскачка электронов осуществляется полем встречной коротковолновой сверхвысокочастотной (СВЧ) волны. Более короткая (по сравнению с традиционным магнитостатическим ондулятором) длина волны накачки обеспечивает существенное снижение энергии электронов, необходимой для достижения рентгеновского диапазона, что позволяет сократить длину ускорителя для ЛСЭ. Данная статья посвящена изложению результатов разработки эффективных и компактных микроволновых ондуляторов и СВЧ источников для их питания.

Существенно сократить энергию электронов в ЛСЭ позволил бы так называемый лазерный ондулятор. В этом случае когерентное рентгеновское излучение может быть, в принципе, получено путём раскачки электронов с умеренной энергией (5÷10 МэВ) полем излучения оптического лазера. Создание пучков с такой энергией частиц возможно при помощи электронных пушек на основе фотоинжекторов. Нерешённой задачей в разработке установок, основанных на комптоновском рассеянии света, остаётся преодоление значительного разброса энергий и эмиттанса формируемого с помощью фотоинжектора электронного пучка для получения интенсивного рентгеновского излучения. В данной статье рассматриваются возможности охлаждения электронного пучка или снижения разброса одних его параметров, более важных для работы ЛСЭ, за счёт других (в англоязычной литературе используется термин «emittance exchange»).

\* savilov@appl.sci-nnov.ru

## 1. «ЛЕТАЮЩИЙ» МИКРОВОЛНОВЫЙ ОНДУЛЯТОР ДЛЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Ондулятор рентгеновского лазера на свободных электронах представляет собой периодическую последовательность постоянных магнитов с величиной поперечного магнитного поля около 1 Тл и периодом несколько сантиметров. Релятивистский электронный сгусток, осциллирующий в поле такого ондулятора, способен генерировать коротковолновое излучение в режиме спонтанного самоусиления шумов (self-amplified spontaneous emission, SASE) [1–3]. Микроволновый ондулятор, в котором частицы раскачиваются в поле встречной электромагнитной волны, имеет существенное преимущество по сравнению с классическим: требуемая энергия электронов может быть существенно меньше при той же длине волны результирующего комптоновского излучения. Например, при небольшой амплитуде раскачки частиц длина волны комптоновских фотонов, излучаемых электронами с энергией  $W = mc^2(\gamma - 1)$ , составляет  $\lambda \approx \lambda_{RF}/(4\gamma^2)$  для МО, в то время как для обычного ондулятора  $\lambda \approx \lambda_u/(2\gamma^2)$ , где  $\lambda_{RF}$  и  $\lambda_u$  — длина волны микроволнового излучения для МО и период расположения магнитов для обычного ондулятора соответственно,  $m$  — масса покоя электрона,  $c$  — скорость света в вакууме,  $\gamma$  — лоренц-фактор электрона. Чтобы достичь длины волны комптоновского излучения нанометрового масштаба, необходим электронный пучок с энергией частиц несколько сотен мегаэлектронвольт в случае МО на длине волны 1 см и несколько гигаэлектронвольт в случае обычного ондулятора с периодом гофрировки несколько сантиметров [4–7]. Эффективный период МО тем короче, чем короче длина волны используемого микроволнового излучения, т. е. в случае ультрарелятивистского сгустка  $\lambda_u = 2\pi/(h + k)$ , где  $k = \omega/c$  — волновое число в вакууме,  $h$  — постоянная распространения электромагнитной волны,  $\omega$  — круговая частота излучения. По этой причине миллиметровое и субмиллиметровое излучение оказывается весьма привлекательным для использования в МО. Неизбежной платой за указанное преимущество является необходимость использования в микроволновом ондуляторе высокой амплитуды высокочастотного поля, чтобы он мог конкурировать с ондулятором на постоянных магнитах в отношении обеспечения достаточной амплитуды раскачки частиц. Последняя характеризуется безразмерным ондуляторным параметром  $K$ , который в ЛСЭ составляет величину порядка единицы. Например, при длине волны 1 см и радиусе волновода также порядка 1 см требуемая мощность излучения при  $K \sim 1$  достигает гигаваттного уровня [8]. По этой причине современные проекты рентгеновских ЛСЭ на основе МО предполагают использование высокодобротных резонаторов, питаемых СВЧ источниками, которые обеспечивают мощность выходного излучения на уровне десятков мегаватт. В этих проектах ЛСЭ состоит из большого числа относительно коротких секций микроволнового ондулятора, поля в которых предполагаются сфазированными. Поскольку каждая секция запитывается отдельным СВЧ источником, весь лазер на свободных электронах, состоящий из десятков таких секций, становится весьма дорогой установкой.

Использование мощного микроволнового излучения в МО неизбежно сопряжено с угрозой возникновения пробоя [9] и разрушения ондулятора под действием импульсного СВЧ нагрева [10]. С этой точки зрения предпочтительно использовать коротко-импульсное излучение. Например, эксперименты с ускоряющими структурами показывают, что наносекундный импульс гигаваттного уровня мощности может распространяться в структуре без пробоев [11]. В разделе 2 рассматриваются СВЧ источники (релятивистская лампа обратной волны (ЛОВ) и гиротрон), которые способны излучать импульсы с гигаваттной мощностью с длительностью от долей до десятков наносекунд [12–14]. Частота и фаза излучения таких источников может быть привязана к фронту напряжения или управляющему лазерному импульсу [13].

Если микроволновый импульс с длительностью  $\tau$  распространяется с групповой скоростью  $v_{gr}$

навстречу релятивистскому электрону, то эффективная длина взаимодействия (т. е. длина пересечения траекторий электрона и микроволнового импульса) составляет

$$L_{\text{eff}}^{\text{count}} = \frac{v_{\text{gr}}\tau}{1 + v_{\text{gr}}/c}. \quad (1)$$

Если  $\tau = 10$  нс,  $v_{\text{gr}}/c \approx 1$ , то эффективная длина  $L_{\text{eff}}^{\text{count}} \approx 1,5$  м, т. е. даже при условии близкого к единице ондуляторного параметра потребовалось бы большое число секций МО.

Вместо ондулятора на встречной волне в работе [15] было предложено использовать ондулятор на попутной электромагнитной волне без потери в доплеровском преобразовании частоты комптоновского излучения. В «летающем» ондуляторе эффективная длина взаимодействия составляет

$$L_{\text{eff}}^{\text{co}} = \frac{v_{\text{gr}}\tau}{1 - v_{\text{gr}}/c}. \quad (2)$$

Согласно формулам (1) и (2), эта величина в  $(1 + v_{\text{gr}}/c)/(1 - v_{\text{gr}}/c)$  раз больше длины взаимодействия в МО на встречной волне.

Схема «летающего» ондулятора на основе волновода с круглым поперечным сечением с винтовой гофрировкой показана на рис. 1 [15]. Поверхность ондулятора в цилиндрической системе координат, в которой ось  $z$  совпадает с осью волновода, может быть описана при помощи формулы  $r_w(\varphi, z) = R_0 + a \sin(2\pi z/D + \bar{m}\varphi)$ , где  $R_0$  — средний радиус волновода,  $a$  — амплитуда гофрировки,  $D$  — её период,  $\bar{m}$  — число заходов винтовой поверхности,  $\varphi$  — азимутальный угол. В таком волноводе поле может быть представлено в виде суперпозиции бесконечного числа пространственных гармоник Флоке, постоянные распространения которых  $h_n = h_0 + 2\pi n/D$ , где  $n$  — номер гармоники, могут быть как положительными (фазовая скорость  $v_{\text{ph}} = \omega/h_n > 0$ ), так и отрицательными ( $v_{\text{ph}} < 0$ ). Далее мы рассмотрим микроволновый ондулятор, в котором наибольшие амплитуды имеют лишь две пространственные гармоники, 0-я (с положительными постоянными распространения  $h_0$  и фазовой скоростью) и  $(-1)$ -я (с отрицательными постоянными распространения  $h_{-1}$  и фазовой скоростью). Групповая скорость положительна и одинакова для всех пространственных гармоник. Предполагается, что электроны осциллируют в поле  $(-1)$ -й пространственной гармоники, так что эквивалентный ондуляторный период даётся формулой

$$\lambda_{\text{и}} = 2\pi/(|h_{-1}| + k). \quad (3)$$

Заметим, что значение  $|h_{-1}|$  может быть близко к волновому числу в вакууме  $k$  и даже превосходить его в случае медленной  $(-1)$ -й пространственной гармоники. Таким образом, эквивалентный

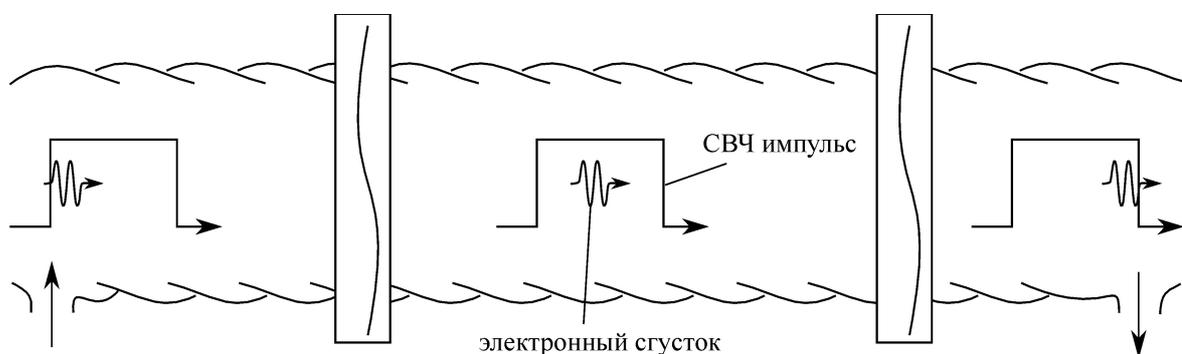


Рис. 1. Схема «летающего» микроволнового ондулятора, основанного на отрезке волновода с винтовой гофрировкой

ондуляторный период в гофрированном ондуляторе может быть таким же коротким, как и в случае гладкостенного ондулятора со встречной электромагнитной волной, длина которой близка к длине волны в вакууме:  $\lambda_u = 2\pi/(h+k) \approx \lambda_{RF}/2$ .

Собственные моды гофрированного волновода с малой в масштабе длины волны гофрировкой могут быть представлены в виде суперпозиции парциальных мод гладкостенного волновода с таким же средним радиусом. Вдали от брэгговских резонансов амплитуды высших пространственных гармоник малы по сравнению с амплитудой основной гармоники. При выполнении брэгговских условий, связывающих одну моду гладкостенного волновода с одной из других мод этого волновода ( $h_1 \pm 2\pi/D = h_2$ ,  $m_1 \pm \bar{m} = m_2$ , где  $h_1$  и  $h_2$  — постоянные распространения,  $m_1$  и  $m_2$  — азимутальные индексы этих мод), амплитуды 0-й и (-1)-й пространственных гармоник могут становиться сравнимыми.

Попутная парциальная мода в «летающем» МО может вызывать крупномасштабные колебания траектории электронов и, таким образом, искажать спектр излучения рентгеновского ЛСЭ [8]. Чтобы избежать этого нежелательного эффекта, предпочтителен выбор основной пространственной гармоники, электрическое и магнитное поля которой на оси волновода равны нулю. Этому требованию удовлетворяют волны типа  $TE_{mn}$  и  $TM_{mn}$  с  $m \neq 1$  (в случае  $m = 0$  на оси отлична от нуля лишь продольная компонента электрического поля, которая, как будет показано, модулирует энергию частиц, но не оказывает существенного влияния на спектр их излучения). Поперечные поля (-1)-й гармоники, раскачивающей электроны, должны, по возможности, быть максимальными на оси.

Далее рассмотрим «летающий» микроволновый ондулятор, в котором 0-я гармоника представлена модой  $TM_{0,1}$ , а (-1)-я — модой  $TM_{1,1}$ . Безразмерная амплитуда поперечного импульса частицы (т.е. ондуляторный параметр  $K = \gamma V_{\perp}/c$ , где  $V_{\perp}$  — поперечная скорость частицы) пропорциональна амплитуде отклоняющих полей (-1)-й гармоники:

$$K = \frac{e(E_{\perp} + H_{\perp})}{2\pi mc^2}, \quad (4)$$

где  $e$  — элементарный заряд,  $E_{\perp}$  и  $H_{\perp}$  — амплитуды поперечных электрического и магнитного полей соответственно. В ЛСЭ мощность оптического излучения растёт в соответствии с законом  $P_S = \exp(z/L_g)$ , в котором роль обратного инкремента нарастания мощности играет величина  $L_g = (\sqrt{3}C/2)^{-1}$ , в свою очередь зависящая от параметра усиления Пирса  $C$ . В модели, описывающей характерный для рентгеновских ЛСЭ режим спонтанного усиления собственных шумов в компактном электронном сгустке, этот параметр даётся следующей формулой [16]:

$$C = \left[ K_{\text{eff}}^2 \frac{I}{I_A} \frac{4\pi}{\gamma^5 \sigma \lambda} \right]^{-1/2}, \quad (5)$$

где  $I$  — сила тока,  $I_A = 17$  кА — ток Альфена,  $\sigma$  — среднее квадратичное значение поперечного размера пучка,  $K_{\text{eff}}$  — эффективный ондуляторный параметр. В случае циркулярно-поляризованной волны  $K_{\text{eff}} = 2K$ . Таким образом, на длине  $L_{\text{eff}}$  происходит усиление мощности излучения в  $\exp(L_{\text{eff}}/L_g)$  раз. При фиксированных длительности микроволнового импульса и параметрах пучка величина  $L_{\text{eff}}/L_g$  пропорциональна параметру усиления

$$\eta = K^{2/3} \frac{v_{\text{gr}}/c}{1 - v_{\text{gr}}/c}, \quad (6)$$

который удобно использовать при оптимизации параметров «летающего» МО и при его сравнении с микроволновым ондулятором, работающим на встречной волне в гладкостенном волноводе, для которого  $\eta = K^{2/3}(v_{\text{gr}}/c)/(1 + v_{\text{gr}}/c)$ .

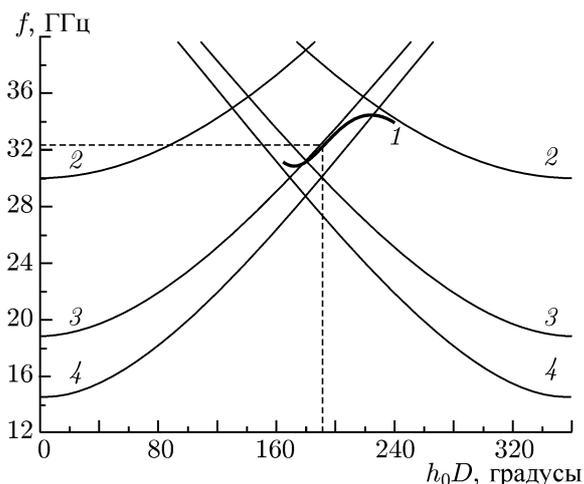


Рис. 2. Дисперсионные характеристики рабочей нормальной волны винтового МО (кривая 1), а также дисперсия парциальных волн  $TM_{1,1}$  (кривые 2),  $TM_{0,1}$  (3) и  $TE_{1,1}$  (4) — основная и первая пространственные гармоники

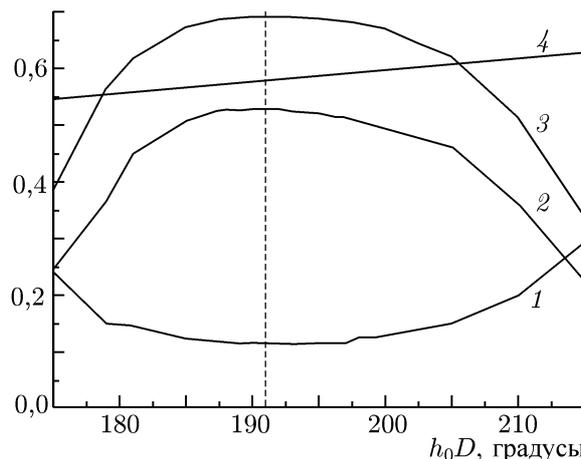


Рис. 3. Характеристики рабочей нормальной волны на связке мод  $TM_{0,1}$ – $TM_{1,1}$  в винтовом МО: ондуляторный параметр  $K$  (кривая 1), параметр усиления  $\eta$  (2), нормированная групповая скорость  $v_{gr}/c$  (3), отношение эффективного ондуляторного периода к длине волны излучения  $\lambda_u = \lambda_{RF}$  (4)

Проанализируем дисперсионное соотношение для рабочей связки мод  $TM_{0,1}$ – $TM_{1,1}$  «летающего» МО. На рис. 2 показан график зависимости собственной частоты  $f$  рабочей волны в зависимости от набега фазы  $h_0D$  на периоде для МО с параметрами  $R_0 = 6,1$  мм,  $D = 6$  мм и  $a = 0,3$  мм. На этом графике показаны также дисперсионные кривые мод в гладком волноводе. Дисперсионная зависимость рабочей нормальной волны близка к линейной в диапазоне фаз  $170^\circ \div 220^\circ$ . На этом участке дисперсионная кривая парциальной волны  $TM_{0,1}$  пересекается с дисперсионной кривой парциальной волны  $TM_{1,1}$ , при этом возникновение нормальных волн можно рассматривать как результат брэгговского расщепления указанных мод.

На рис. 3 представлены зависимости ондуляторного параметра  $K$ , нормированной на скорость света групповой скорости  $v_{gr}/c$  и параметра усиления  $\eta$ , рассчитанного с помощью уравнения (6), от набега фазы на периоде при указанных параметрах гофрировки и мощности проходящего излучения 1 ГВт. Наибольшее значение  $\eta$  (при набега фазы  $190^\circ$  на частоте 32 ГГц) достигается при  $\lambda_u = 5,4$  мм и  $v_{gr}/c \approx 0,7$ . Этот максимум приблизительно соответствует максимуму групповой скорости, в то время как ондуляторный параметр  $K$  растёт при приближении фазы к величинам, соответствующим точным значениям брэгговских резонансов  $TE_{1,1}$ – $TM_{0,1}$  (при меньших набегах фазы) и  $TM_{0,1}$ – $TM_{1,1}$  (при больших набегах фазы) соответственно. Причина такого поведения параметра усиления состоит в том, что приближение групповой скорости к скорости света даёт, в соответствии с формулой (6), больший вклад в рост  $n$  по сравнению с вкладом от увеличения ондуляторного параметра, входящего в (6) в степени  $2/3$ . При фазе, соответствующей наибольшему параметру усиления ( $h_0D = 190^\circ$ ), отношение величины поперечного электрического поля на оси (32 МВ/м) к величине продольного поля на оси (102 МВ/м) составляет 0,31. Это значение позволяет определить амплитуды парциальных волн  $TM_{1,1}$  ( $E_z = 0$ ,  $E_\perp \neq 0$ ) и  $TM_{0,1}$  ( $E_z \neq 0$ ,  $E_\perp = 0$ ) в рабочей нормальной волне. Поперечное магнитное поле на оси равняется 0,1 МА/м.

Сравним «летающий» ондулятор с указанными геометрическими параметрами на основе СВЧ импульса с длительностью 10 нс на длине волны 1 см с ондулятором на основе постоянных магнитов ( $K = 0,5$  и  $\lambda_u = 3$  см). Благодаря большой групповой скорости ( $v_{gr}/c \approx 0,7$ ), «летающий» ондулятор обеспечивает раскачку электронов на длине 10 м с эффективным ондуляторным пе-

риодом  $\lambda_u = 0,58\lambda_{RF}$ . При фиксированной длине волны рассеянного комптоновского излучения отношение энергий электронов, требуемых в случае ондулятора на постоянных магнитах (индекс DC) и микроволнового ондулятора (индекс RF), составляет  $\gamma^{DC}/\gamma^{RF} = \sqrt{\lambda_u^{DC}/\lambda_u^{RF}} = 2,3 \div 2,5$ . Поскольку параметр Пирса пропорционален  $(K_{eff}^2/\gamma^5)^{1/3}$  и  $K_{eff} = 2K$  в ондуляторе на циркулярно-поляризованной волне, то  $C^{DC}/C^{RF} = 2,3 \div 2,6$ . Следовательно, «летающий» ондулятор с длиной  $L_{eff} \approx 10$  м обеспечивает такое же усиление, как и ондулятор на постоянных магнитах с длиной  $L \approx 25$  м, а требуемая энергия электронного пучка при этом существенно меньше.

Заметим, что выбранная рабочая точка ( $190^\circ$ ) расположена приблизительно между упомянутыми брэгговскими резонансами  $TE_{1,1}$ – $TM_{0,1}$  и  $TM_{0,1}$ – $TM_{1,1}$ , так что мода  $TE_{1,1}$  также вносит вклад в структуру поля рабочей волны. Поверхностное электрическое поле в выбранной рабочей волне ( $E_s = 102,5$  МВ/м) примерно втрое выше поля на оси, так что омические потери в ондуляторе не пренебрежимо малы: в частности, коэффициент затухания по мощности составляет  $6 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1}$  в случае медной поверхности, находящейся при комнатной температуре. Таким образом, потери на длине ондулятора (10 м) составляют 50 % исходной мощности.

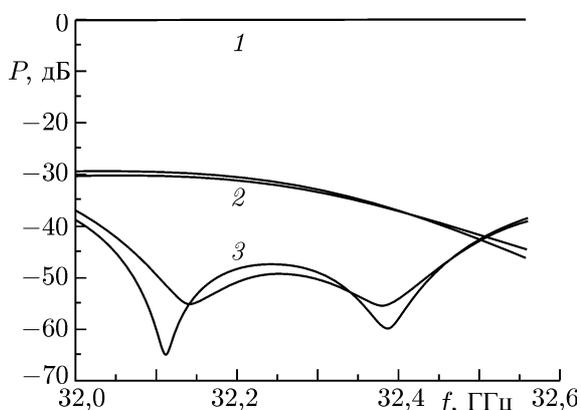


Рис. 4. Прохождение и рассеяние падающей волны  $TM_{0,1}$  гладкого волновода при согласовании МО участком с линейно нарастающей амплитудой гофрировки с длиной 10 периодов (парные кривые несимметричных волн соответствуют модам, различающимся по направлению вращения): прохождение моды  $TM_{0,1}$  (кривая 1), отражение мод  $TM_{1,1}$  (2) и  $TE_{1,1}$  (3). Здесь  $P$  — мощность

ми в «летающем» МО. Оптимизация параметров «летающего» МО позволяет достичь ещё больших отношений параметров усиления,  $\eta_F/\eta_M = 5$  и  $\eta_F/\eta_E = 3,5$  соответственно. Это достигается при  $R_0 = 6,1$  мм,  $D = 4$  мм,  $a = 0,1$  мм,  $\lambda_{RF} = 0,7$  см и  $\lambda_u = 3,78$  мм, когда реализуется ещё большая групповая скорость ( $v_{gr}/c \approx 0,8$ ). Однако в этом случае ондуляторный параметр снижается до значения  $K = 0,05$ , что неизбежно ведёт к большей чувствительности ЛСЭ к разбросу частиц по скоростям.

Рассмотрим далее вопросы эффективности запитывания ондулятора коротким микроволновым импульсом. При запитывании падающей со стороны гладкого волновода волной  $TM_{0,1}$ , постоянная распространения которой близка к постоянной распространения рабочей нормальной волны, эффективность может снижаться за счёт отражения части излучения от стыка гофрированного и гладкого волноводов. Поэтому для лучшего согласования естественно использовать участок с гофрировкой того же периода, что и в регулярной части МО, и линейно нарастающей амплитудой. На рис. 4 представлен расчёт такого согласующего участка с длиной 10 периодов

Сравним также предлагаемый «летающий» ондулятор с микроволновыми ондуляторами на «чистых» встречных волнах  $TM_{1,1}$  и  $TE_{1,1}$ , используя для этого параметр усиления (6). Будем предполагать, что ондуляторные периоды одинаковы для всех трёх систем на одной и той же частоте. Для обеспечения равенства периодов выберем соответствующим образом радиусы гладких волноводов на волнах  $TM_{1,1}$  и  $TE_{1,1}$ . Тогда отношение параметра усиления  $\eta_F$  в «летающем» ондуляторе ( $R_0 = 6,1$  мм,  $D = 6$  мм,  $a = 0,3$  мм) к параметру усиления  $\eta_M$  в ондуляторе на встречной волне  $TM_{1,1}$  ( $R_0 = 8,2$  мм) составляет 3,15. Отношение величины  $\eta_F$  к параметру усиления  $\eta_E$  в ондуляторе на встречной волне  $TE_{1,1}$  в гладком волноводе ( $R_0 = 4$  мм) составляет 2,2. Поверхностные электрические поля в рассмотренных ондуляторах на встречных волнах гладкого волновода достигают 137 и 75 МВ/м соответственно. Они сравнимы с поверхностными полями в «летающем» МО.

для МО на частоте около 32 ГГц с уже упоминавшимися параметрами. Потери на преобразование во все типы мод при этом находятся на уровне 0,1 % в диапазоне частот, превышающем 2 ГГц. Столь широкая полоса согласования позволяет использовать для запитывания «летающего» МО импульсы с длительностью менее 1 нс. Однако столь короткие импульсы могут исказить свою форму при распространении даже в регулярной части ондулятора за счёт нелинейности частотной дисперсии волновода с винтовой гофрировкой.

Для моделирования распространения импульса с гауссовой огибающей функцией на входе  $A_{in}(t)$ , где  $t$  — время, в МО на основе винтового волновода использовалось разложение исходного импульса в виде интеграла Фурье. Из полученного спектра входного импульса  $S_{in}(\omega)$  вычислялся спектр на выходе винтового волновода с длиной  $l$  согласно равенству  $S_{out}(\omega) = S_{in}(\omega) \exp[ih(\omega)l]$ . По полученному спектру с помощью обратного преобразования Фурье восстанавливалась форма импульса на выходе  $A_{out}(t)$ . Степень сохранения формы импульса оценивалась по формуле

$$\varepsilon = \left| \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} A_{out}(t) A_{in}^*(t) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_{in}(t)|^2 dt} \right|^2, \quad (7)$$

где индекс \* означает комплексное сопряжение.

На рис. 5 на основе формулы (7) построены зависимости эффективности сохранения формы импульса для МО с ранее определёнными параметрами гофрировки и длиной 10 м. Из рисунка видно, что заметные искажения могут возникать лишь для импульсов с длительностью менее 1 нс.

Рассмотрим далее вопросы движения частиц в поле распространяющегося импульса в винтовом МО. Как и во всяком микроволновом ондуляторе, в «летающем» МО вид траектории частицы может зависеть от фазы инжектирования электрона относительно фазы поля волны. Известно, что при резком включении поля при некоторых фазах влёта электроны приобретают постоянную боковую скорость, что приводит к двум эффектам: боковому смещению частиц, вызывающему поперечное уширение пучка, и смещению спектра излучения отдельной частицы в сторону более длинных волн. Последнее обуславливает уменьшение инкремента амплитуды оптического излучения [8]. Для устранения перечисленных эффектов в МО обычно пытаются создать распределение поля с плавными спадами в начале и конце. В «летающем» МО такое профилирование означает, что вместо импульса с резкими фронтами (как на рис. 2) желательно использовать микроволновый импульс с плавными фронтами. На самом деле мощные источники микроволн, как правило, сами формируют импульсы с плавными фронтами, так что каких-либо специальных мер в этой связи, по-видимому, предпринимать не требуется. При моделировании движения электронов в МО с упомянутыми параметрами гофрировки использовалось численное интегрирование трёхмерных уравнений движения (без учёта собственного излучения частиц) в поле заданного импульса с мощностью 1 ГВт с линейным

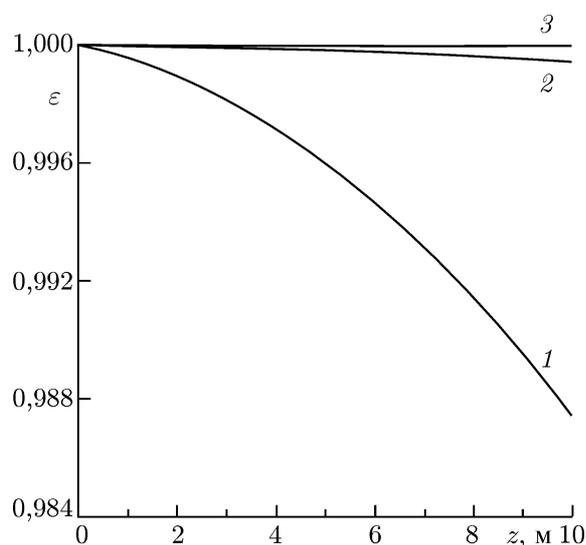


Рис. 5. Эффективность сохранения импульсом своей формы при распространении в винтовом волноводе в зависимости от длины волновода при разной длительности импульса: 1 нс (кривая 1), 2,5 нс (кривая 2) и 10 нс (кривая 3)

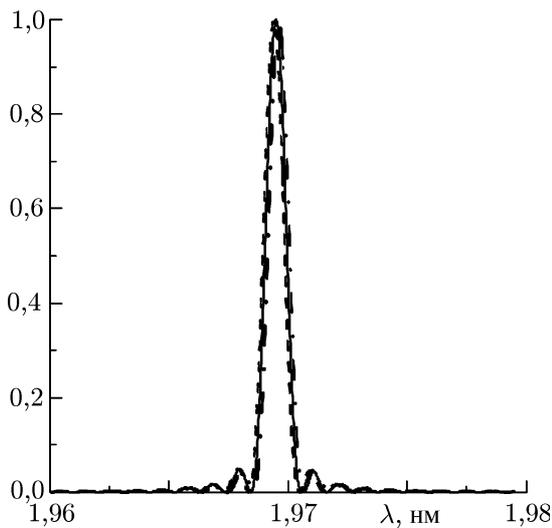


Рис. 6. Спектры излучения (относ. ед.) электронов, запущенных в «летающий» МО, образованный импульсом с линейно нарастающим передним фронтом при фазах влёта: 0 (штриховая линия),  $\pi/4$  (сплошная линия),  $\pi/2$  (штрих-пунктирная линия)

градиента. Таким образом, волны, поля которых вблизи оси волновода растут по направлению от неё, обладают фокусирующим действием. Электрическое поле моды  $TM_{0,1}$  (также в движущейся системе отсчёта) можно записать в виде

$$E'_z = E_0 g_0^2 J_0(g_0 r), \quad E'_r = i E_0 h'_0 g_0 J_1(g_0 r), \tag{9}$$

где  $h'_0$  и  $g_0 = 2,405/R_0$  — постоянная распространения и поперечное волновое число моды  $TM_{0,1}$  в движущейся системе отсчёта,  $E_0$  — постоянная,  $J_0(\xi)$  и  $J_1(\xi)$  — функции Бесселя первого рода 0-го и 1-го порядка соответственно,  $r$  — поперечная координата. Таким образом, поперечное электрическое поле растёт по направлению от оси, а продольное — убывает и создаёт дефокусирующий эффект. Покажем, что он мал по сравнению с фокусирующим эффектом. Из формул (8) и (9) можно получить отношение фокусирующей компоненты  $F_{\text{foc}}$  силы к дефокусирующей компоненте  $F_{\text{def}}$  вблизи оси в случае релятивистских частиц:

$$\frac{F_{\text{foc}}}{F_{\text{def}}} = \frac{\gamma^2}{1 + h_0/k}. \tag{10}$$

В рассмотренном «летающем» МО выполняется соотношение  $h_0/k \approx 0,8$ , поэтому отношение в равенстве (10) много больше единицы за счёт больших значений  $\gamma$ . Заметим, что встречная по отношению к электронам мода  $TM_{1,1}$  обладает слабым дефокусирующим действием, однако её влияние мало по сравнению с фокусировкой попутной модой  $TM_{0,1}$ .

## 2. ОХЛАЖДЕНИЕ И ФОКУСИРОВКА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ПОЛЕ МИКРОВОЛНОВОГО ОНДУЛЯТОРА

В работе [18] было предложено несколько методов охлаждения электронных пучков, которые основаны на использовании магнитоэлектронного ондулятора с ведущим магнитным полем. При

передним фронтом с длительностью 0,15 нс на длине 10 м. Рисунок 6 иллюстрирует близость спектров излучения частиц, обладающих разными фазами влёта в поле рабочей волны.

Важным также представляется вопрос о поперечной фокусировке электронного пучка в «летающем» МО. Одна из парциальных волн рабочей нормальной волны представлена модой  $TM_{0,1}$ , которая обладает способностью фокусировать несинхронные электронные потоки. Этот эффект при использовании системы отсчёта, движущейся вместе с электроном, можно объяснить действием пондермоторной силы Миллера [17]. В этой системе отсчёта усреднённая пондермоторная сила даётся формулой

$$\mathbf{F}_M = - \frac{e^2}{4m\omega'^2} \nabla_{\perp} |\mathbf{E}'|^2, \tag{8}$$

где  $\omega'$  и  $\mathbf{E}'$  — частота и амплитуда электрического поля волны в движущейся системе отсчёта соответственно,  $\nabla_{\perp} |\mathbf{E}'|^2$  — поперечная компонента

этом используется ситуация, когда зависимость осцилляторной скорости частиц в ондуляторе от их поступательной скорости имеет возрастающий характер. В этом случае электроны, влетающие в ондулятор по прямолинейным траекториям с большей начальной энергией, приобретают в нём большую поперечную скорость.

Очевидно, такая аномальная дисперсия ондуляторной осцилляторной скорости  $V_u(V_{\parallel})$  возникает, когда соответствующая ведущему магнитному полю с величиной  $B_0$  электронная циклотронная частота  $\Omega_c = eB_0/(\gamma mc)$  превышает частоту баунс-колебаний частиц в периодическом поле ондулятора  $\Omega_u = V_{\parallel}h_u$ , где  $h_u$  — постоянная распространения ондуляторной волны. Действительно, в первом приближении (т. е. при относительно небольших скоростях  $V_u$ ) выражение для зависимости  $V_u(V_{\parallel})$ , очевидно, определяется из решения задачи о воздействии на свободный осциллятор (с собственной частотой  $\Omega_c$ ) внешней периодической силы с частотой  $\Omega_u$ . При адиабатически плавном влёте в ондулятор движение частицы в его регулярной части описывается вынужденным (на частоте вынуждающей силы  $\Omega_u$ ) решением такой задачи. При этом амплитуда осцилляторной скорости, как известно из теории колебаний, обратно пропорциональна разнице двух частот:

$$V_u \approx cK/(\gamma\Delta) \propto (\Omega_u - \Omega_c)^{-1}, \quad (11)$$

где  $\Delta = 1 - \Omega_c/\Omega_u$  — расстройка между баунс-частотой и соответствующей ведущему магнитному полю циклотронной частотой. Зависимость  $V_u(V_{\parallel})$  имеет максимум при точном резонансе  $\Omega_u = \Omega_c$ , возрастающий характер при малых магнитных полях ( $\Omega_c < \Omega_u$ ), и убывающий — при относительно больших магнитных полях ( $\Omega_c > \Omega_u$ , см. рис. 7а). При этом естественно использовать ситуацию относительной близости к резонансу, когда зависимость  $V_u(V_{\parallel})$  является достаточно резкой. Таким образом, характерная область параметров, в которой могут быть эффективны методы циклотронно-ондуляторного охлаждения электронов, определяется следующим условием:

$$\Omega_c \geq \Omega_u. \quad (12)$$

Рисунок 7б иллюстрирует так называемое «продольное» охлаждение электронного пучка. Этот термин означает, что вместо «настоящего» охлаждения (т. е. уменьшения разброса электронов по их энергиям) в данной системе реализуется снижение разброса по поступательным скоростям частиц  $V_{\parallel}$ . Следует учесть, что именно такой разброс оказывает наиболее сильное влияние на работу ЛСЭ, поскольку в условии убитронного электронно-волнового резонанса входит не полная энергия частицы, а только поступательная компонента её скорости. Предполагается, что частицы поступают в «охлаждающий» ондулятор, двигаясь по прямолинейным траекториям; при этом имеет место разброс по энергиям частиц и, соответственно, начальным поступательным скоростям  $V_0 = \bar{V} + \delta V$ , где  $\bar{V}$  — средняя начальная поступательная скорость,  $\delta V$  — её флуктуация. По мере движения в адиабатически плавно растущем поле ондулятора часть начальной поступательной скорости частиц перекачивается в её осцилляторную скорость. Естественно, в приближении отсутствия излучения энергия электронов сохраняется; соответственно, не меняется и разброс энергий. Однако если условие (11) выполняется и, соответственно, производная  $\partial V_u/\partial V_{\parallel}$  положительна, то частицы, обладавшие большими начальными поступательными скоростями  $V_0$ , приобретут в регулярной части охлаждающего ондулятора большие осцилляторные скорости  $V_u$ . Соответственно, изменение поступательной скорости таких частиц также будет больше. Квадрат поступательной скорости частицы в регулярной части ондулятора легко найти из закона сохранения энергии:

$$V_{\parallel}^2 \approx V_0^2 - V_u^2 \approx (\bar{V} + \delta V)^2 - V_u^2(\bar{V}) - \alpha\delta V,$$

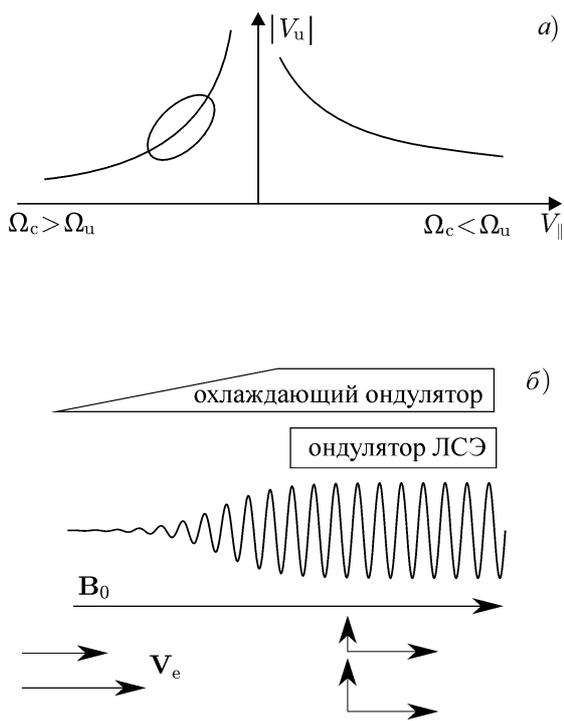
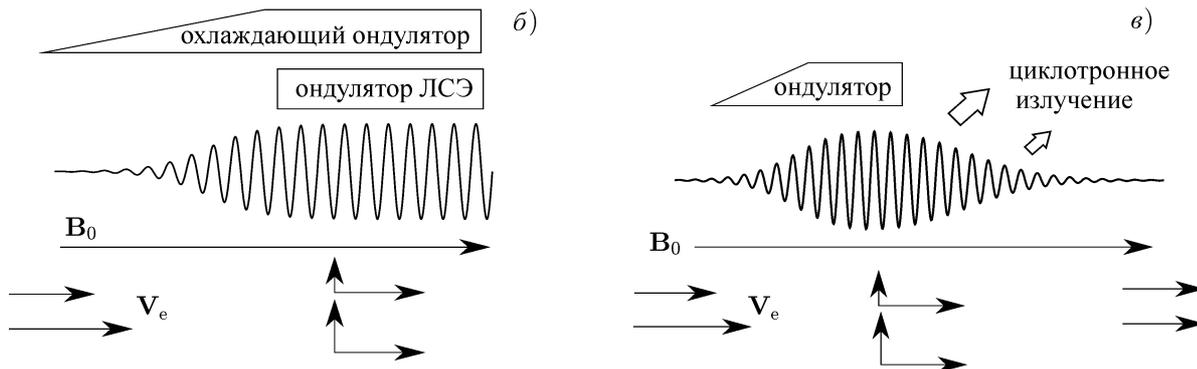


Рис. 7. Резонансная зависимость осцилляторной скорости частиц от их поступательной скорости в ондуляторе с ведущим магнитным полем с выделенным рабочим участком аномальной дисперсии (а), схема «продольного» охлаждения электронов (б), а также схема преобразования «продольного» охлаждения в «настоящее» за счёт циклотронного излучения частиц (в). На панелях б и в показаны условные траектории электронов (тонкие кривые) и компоненты скорости электронов  $V_e$  (короткие стрелки)



где  $\alpha = \partial V_u^2 / \partial V_{||}$ . Таким образом,

$$V_{||}^2 \approx \bar{V}^2 - V_u^2(\bar{V}) + (2\bar{V} - \alpha) \delta V,$$

и если выполняется равенство  $\alpha = 2\bar{V}$ , то при любом начальном разбросе скоростей  $\delta V$  разброс частиц по продольным скоростям в регулярной части ондулятора исчезает (в первом приближении). Разумеется, после выхода электронов из охлаждающего ондулятора разброс по скоростям  $V_{||}$  возникает снова. Поэтому рабочий ондулятор ЛСЭ должен быть совмещён с регулярной частью охлаждающего ондулятора (рис. 7б).

Для охлаждающего ондулятора с винтовой поляризацией условие продольного охлаждения было получено в работе [18] и имеет следующий вид:

$$K_u^2 = -\Delta^3, \tag{13}$$

где  $K_u = eB_u / (h_u mc^2)$  — фактор ондуляторности ( $B_u$  — величина магнитного поля ондулятора), который, в отсутствие ведущего магнитного поля, равен безразмерному осцилляторному импульсу частицы,  $K_u = \gamma V_u / c$ . Видно, что расстройка  $\Delta$  должна быть отрицательна, и при умеренном факторе ондуляторности ( $K_u < 1$ ) её абсолютная величина должна быть невелика ( $|\Delta| < 1$ ). Эти два утверждения и приводят к указанному выше условию (12).

Аномальная дисперсия осцилляторной скорости  $V_u(V_{||})$  в ондуляторе с ведущим магнитным полем может быть использована и для реализации «настоящего» охлаждения электронного сгустка, т.е. минимизации разброса не продольных скоростей, а энергий частиц. Рисунок 7в иллюстрирует схему, в которой разброс частиц по энергиям уменьшается вследствие циклотронного излучения частиц, раскачанных в ондуляторе в описанном выше режиме «продольного» охлаждения. За счёт плавного входа в ондулятор у частиц там появляются только вынужденные баунс-колебания. При этом разброс по продольным скоростям минимизируется. Резкий обрыв магнитного поля раскачки на выходе ондулятора приводит к тому, что вынужденные ондуляторные колебания преобразуются в свободные циклотронные. Последующее движение частиц в

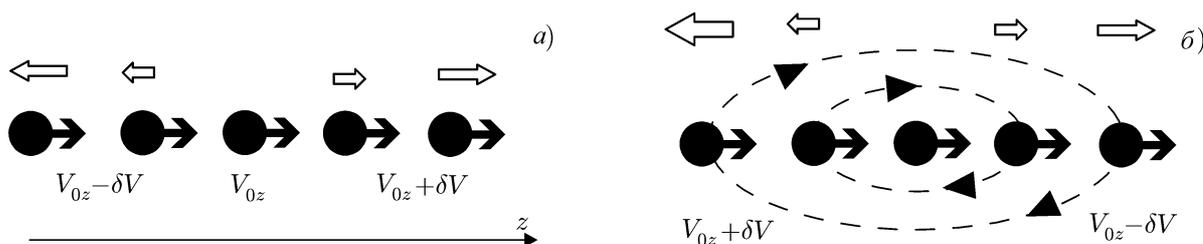


Рис. 8. Продольное расплывание электронного сгустка вследствие кулоновского расталкивания частиц (а) и движение электронов под действием кулоновских полей в случае реализации эффекта отрицательной массы (б). Белыми стрелками показаны силы Кулона

однородном магнитном поле ведёт к уменьшению поперечного импульса. При этом излучение не приводит к изменению продольной скорости частиц; соответственно, дополнительный разброс по продольным скоростям не возникает. На выходе из системы частицы обладают только продольными компонентами скорости, разброс по которым был минимизирован в ондуляторе. Таким образом, «продольное» охлаждение электронов в ондуляторе трансформируется в «настоящее» охлаждение электронного сгустка.

Ещё одной задачей, которая может быть решена с помощью ондулятора с ведущим магнитным полем, является удержание частиц от продольного расталкивания, обусловленного их кулоновским взаимодействием (рис. 8а). Такая задача особенно важна для сгустков с относительно небольшой энергией (порядка 10 МэВ) и большой плотностью пространственного заряда (соответствующей заряду порядка 1 нКл в пикосекундном импульсе); именно такие выходные параметры электронных сгустков характерны для современных фотоинжекторных пушек. Характерная длина траектории сгустка, на которой происходит его продольное расплывание, составляет несколько десятков сантиметров. Эта проблема может быть решена за счёт использования предложенной в работе [19] модификации «летающего» ондулятора, представляющего собой мощный СВЧ импульс, распространяющийся в гофрированном волноводе (см. предыдущий раздел). При этом разные пространственные гармоники поля СВЧ импульса используются для раскачки частиц в поперечном направлении и их фокусировки в продольном направлении.

Другой метод удержания электронного сгустка от продольного расплывания основан на использовании режима отрицательной массы, который может быть реализован в ондуляторе с ведущим магнитным полем. Действительно, координата частицы относительно центра сгустка, который движется с невозмущённой поступательной скоростью  $V_{\parallel 0}$ , описывается уравнением

$$\frac{d}{dt}(z - V_{\parallel 0}t) \approx v(\gamma - \gamma_0),$$

где фактор

$$v = \frac{dV_{\parallel}}{d\gamma} \approx c\gamma^{-3}(1 + K^2/\Delta^3) \quad (14)$$

описывает зависимость поступательной скорости частицы от её энергии, где  $\gamma_0$  — невозмущённый лоренц-фактор. Режим отрицательной массы реализуется при  $v < 0$ . В этом случае частицы, идущие в «голове» сгустка и ускоряющиеся вследствие кулоновского взаимодействия, смещаются не вперёд, а назад, к центру сгустка. Аналогично тормозящиеся частицы в «хвосте» сгустка смещаются вперёд. В результате кулоновское взаимодействие электронов приводит не к расплыванию электронного сгустка в продольном направлении, а к осцилляциям частиц вокруг центра этого сгустка (рис. 8б). Описанный выше эффект аналогичен эффекту отрицательной массы, хорошо известному в гиротронах [20–24].

Как следует из формулы (14), условие режима отрицательной массы  $K_u^2 > -\Delta^3$  аналогично условию аксиального охлаждения (13), и для его реализации также требуется ведущее магнитное поле, которому соответствует циклотронная частота, превышающая частоту баунс-колебаний частиц в поле ондулятора ( $\Omega_c > \Omega_u$ ).

Важной проблемой является то, что, вследствие зависимости циклотронной частоты электронов от их энергии, магнитное поле, которое необходимо для выполнения условия (12), растёт пропорционально релятивистской энергии частиц. Действительно, из соотношения (12) легко получить, что

$$B_0[\text{Тл}] \geq \gamma/\lambda_u[\text{см}]. \quad (15)$$

Таким образом, при относительно низких энергиях электронов, типичных для фотоинжекторных пушек (порядка 5 МэВ, т. е.  $\gamma \sim 10$ ), и периоде ондулятора  $\lambda_u = 5$  см необходимое для реализации охлаждающих и фокусирующей схем магнитное поле  $B_0 \sim 2$  Тл, что, с учётом импульсного характера системы, представляет собой разумную величину. При этом, однако, переход к более высоким энергиям электронов влечёт за собой, согласно оценке (15), быстрый рост требуемого ведущего магнитного поля.

Однако в качестве охлаждающего ондулятора вместо магнитостатической периодической системы может быть использован импульс мощного СВЧ излучения с частотой  $\omega_u$ , распространяющийся сонаправленно поступательной скорости электронов (рис. 9). В этом случае в качестве частоты баунс-колебаний частиц выступает частота волны, преобразованная с учётом эффекта Доплера:

$$\Omega_u = h_u V_{\parallel} = \omega_u (1 - \beta_{\text{gr},u} \beta_{\parallel}), \quad (16)$$

где  $\beta_{\text{gr},u} = V_{\text{gr},u}/c = ch_u/\omega_u$  — групповая скорость ондуляторной волны, нормированная на скорость света,  $\beta_{\parallel} = V_{\parallel}/c$ . При этом условие (16) приводит к следующей коррекции оценки (15) для величины ведущего магнитного поля, необходимого для реализации охлаждения:

$$B_0[\text{Тл}] \geq \gamma (1 - \beta_{\text{gr},u} \beta_{\parallel})/\lambda_u[\text{см}]. \quad (17)$$

В данном случае  $\lambda_u$  — длина волны «ондуляторного» СВЧ импульса. Как видно из соотношения (15), наличие доплеровского сдвига в формуле для баунс-частоты частиц существенно снижает требования к величине ведущего магнитного поля. В частности, если групповая скорость ондуляторной волны близка к скорости света ( $\beta_{\text{gr},u} \rightarrow 1$ ), то требуемое магнитное поле не растёт, как это предсказывает формула (15) для случая магнитостатического ондулятора, а падает пропорционально  $\gamma$ .

Рассмотрим в качестве примера «продольное» охлаждение электронов в поле ондуляторного СВЧ сигнала, представляющего собой выходной импульс сверхизлучательной черенковской ЛОВ с длиной волны  $\lambda_u = 3$  см и мощностью  $P_u = 1$  ГВт, который распространяется в волноводе с радиусом  $R \approx \lambda_u$ , что соответствует безразмерной групповой скорости волны  $\beta_{\text{gr},u} \approx 0,95$ . При энергии электронов  $\gamma = 100$  оценка (17) даёт значение ведущего магнитного поля ниже 2 Тл.

Скорость поперечного движения частиц в ондуляторе определяется формулой

$$\gamma \beta_u = K_u/\Delta, \quad (18)$$

где  $K_u$  — фактор ондуляторности в отсутствие магнитного поля,  $\beta_u = V_u/c$ ,  $\Delta = 1 - \Omega_c/(\omega_u - h_u V_z)$  — расстройка между релятивистской циклотронной частотой электронов и частотой их колебаний в поле ондуляторной волны,  $V_z$  — продольная скорость электронов. Легко получить, что связь пропорционального амплитуде волны фактора ондуляторности  $K_u$  с мощностью ондуляторной СВЧ волны  $P_u$  имеет вид

$$K_u^2 = \frac{P_u}{P_0} \frac{1 - \beta_{\text{gr},u}^2}{N \beta_{\text{gr},u}}, \quad (19)$$

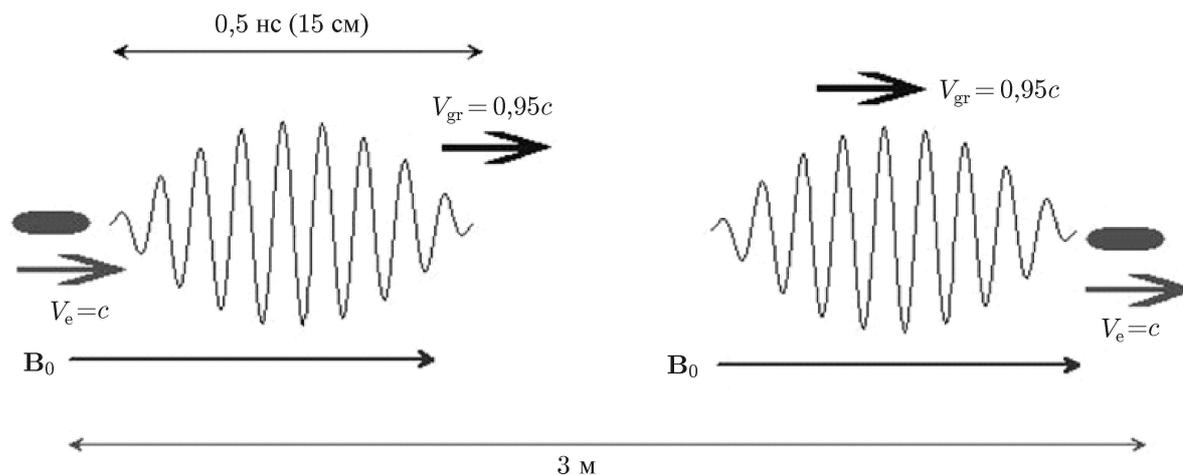


Рис. 9. Иллюстрация движения электронного сгустка (показан тёмным пятном) в поле попутного ему импульсного СВЧ ондулятора

где  $P_0 = m^2 c^5 / e^2 \approx 8,5$  ГВт,  $N \approx 0,404$  — норма волны  $TE_{1,1}$  волновода с круглым сечением. Согласно формуле (19) фактор ондуляторности описанного выше микроволнового ондулятора в отсутствие ведущего магнитного поля  $K_u = 0,17$ . Согласно формуле (12) при таком значении  $K_u$  продольное охлаждение электронов реализуется при расстройке  $\Delta \approx 0,3$ . При этом согласно (18) наличие относительно близкого к резонансу ведущего поля увеличивает эффективный фактор ондуляторности до умеренной величины  $\gamma\beta_u \approx 0,57$ . Таким образом, поперечное движение в охлаждающем ондуляторе остаётся слабoreлятивистским. Наконец, полагая скорость частиц предельно близкой к скорости света, получим, что при длительности ондуляторного импульса  $t_u = 0,5$  ns протяжённость траектории частиц в поле ондулятора, фактически представляющая собой рабочее пространство генерации оптического импульса в ЛСЭ, составляет приблизительно 3 м (рис. 9).

### 3. МОЩНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ МИКРОВОЛНОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ ДЛЯ ЛАЗЕРОВ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

В настоящее время в Институте прикладной физики РАН ведутся исследования по разработке источников микроволновых ондуляторов, а также их электродинамических систем. В качестве источников мощного импульсного СВЧ излучения рассматриваются черенковские и циклотронные генераторы с высокоточными релятивистскими электронными пучками. На данном этапе исследований основным приложением таких источников является тестирование электродинамических систем МО, что делает возможным использование генераторных схем. Разумеется, для применения таких источников непосредственно для раскачки электронных сгустков, формируемых фотоинжекторной пушкой, необходима система синхронизации фотоинжектора и СВЧ источника для МО, что представляет собой отдельную задачу.

В качестве источника для МО длинноволновой части миллиметрового диапазона длин волн могут быть использованы устройства черенковского типа, в которых релятивистский электронный пучок взаимодействует с медленными электромагнитными волнами или их пространственными гармониками [25]. Для этого класса приборов известен ряд решений и подходов, позволивших реализовать экспериментальные версии генераторов с мощностью выходного излучения порядка гигаватта в импульсах с длительностью в десятки наносекунд [26–28]. Для экспериментов с МО предлагается использовать вариант источника на основе релятивистской ЛОВ с резонансным рефлектором [29, 30], отличающийся относительной простотой конструкции и обеспечивающий

достаточно высокую эффективность генерации. В настоящее время проведены расчёты релятивистской импульсной ЛОВ длинноволновой части миллиметрового диапазона длин волн на основе как простых модельных кодов, так и PIC-кода KARAT [31]. В табл. 1 приведены расчётные параметры такого генератора. Как показывают вычисления, мощность выходного излучения такого генератора может составлять приблизительно 0,5 ГВт, что соответствует эффективности 20 %.

Таблица 1. Параметры релятивистской импульсной ЛОВ для испытаний МО

Ускоряющее напряжение, кВ	550
Ток, кА	4
Длительность импульса, нс	20
Ведущее магнитное поле, Тл	6
Рабочая мода	TM <sub>0,1</sub>
Рабочая частота, ГГц	35

Перспективы повышения мощности выходного излучения до уровня 1 ГВт и выше в этом диапазоне длин волн связаны с увеличением мощности используемого электронного пучка, а также возможностью применения более сложных схем источников. Возможным кандидатами на освоение миллиметрового диапазона длин волн при уровнях мощности СВЧ излучения в сотни мегаватт являются гирорезонансные приборы с сильноточными релятивистскими электронными потоками [32, 33]. Моделирование показывает, что селективные свойства резонаторов гиротронов сохраняются и при уменьшении их длины до значений порядка  $(1,5 \div 2) \lambda$ , что позволяет использовать для их запитки электронные пучки с токами в единицы килоампер. В результате при умеренных требованиях к качеству сильноточного винтового пучка с энергией частиц  $500 \div 700$  кэВ и током в несколько килоампер (питч-фактор около 1, начальный разброс расположения ведущих центров примерно равен  $\lambda/2$ , начальный разброс по поперечным скоростям порядка 50 %) возможно получение режима одномодовой генерации с КПД не менее 15 %.

Винтовой пучок предполагается формировать электронно-оптической системой, включающей участок создания прямолинейного пучка в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией, участок последующей раскачки пучка кикером в виде одного или двух вспомогательных соленоидов, расположенных предельно близко к пучку и создающих поперечное магнитное поле, и участок компрессии пучка в увеличивающемся магнитном поле. Аналитические оценки, основанные на результатах работы [34], показывают возможность получения сильноточного винтового пучка с требуемыми питч-фактором и разбросом скоростей.

Для анализа процессов электронно-волнового взаимодействия использовалась трёхмерная версия PIC-кода KARAT. Резонатор гиротрона представлял собой короткий ( $2 \div 3$  длины волны) участок цилиндрического волновода, ограниченный с катодного конца закритическим сужением, а с коллекторного конца — выходным волноводом, в конце которого располагался участок поглотителя с малым уровнем отражения. Вычисления выполнялись в декартовой системе координат при точности сетки 10 узлов на длину волны по продольной координате и 15 узлов на одну вариацию поля по поперечным координатам и количестве частиц от 400 000 до 600 000 (в зависимости от тока пучка). Проверочные расчёты с увеличенными точностью сетки и числом частиц не выявили существенных отклонений от полученных результатов.

Для параметров функционирующих в Институте прикладной физики РАН сильноточных импульсных ускорителей (энергия частиц пучка до 700 кэВ, ток до 5 кА, длительность импульса 10 нс) в рамках трёхмерного PIC-кода KARAT была проведена оптимизация геометрии резонаторов гиротронов. Электронный импульс задавался в форме трапеции с длительностью фронтов и «полочки» 5 и 10 нс соответственно. На длине волны 1 см при запитке пучком с энергией частиц 700 кэВ и током 2,5 кА получена мощность выходного излучения на уровне  $250 \div 300$  МВт, а на длине волны 3 мм для пучка с энергией частиц 500 кэВ и током 1 кА — на уровне  $80 \div 100$  МВт. В обоих случаях в качестве рабочей использовалась мода TE<sub>3,2</sub> встречного вращения. Оптималь-

ное значение магнитного поля при работе на длине волны 3 мм составляет 5,1 Тл. Возможности дальнейшего повышения мощности излучения путём увеличения тока пучка ограничивались нарастанием провисания потенциала в пространстве взаимодействия и, как следствие, возникновением виртуальных катодов — с электронами с большими питч-факторами.

Работа поддержана РФФИ (проекты 14–08–00803, 14–02–00691 и 15–42–02260).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Giannessi L., Vacci A., Bellaveglia M., et al. // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. Art. no. 144801.
2. Bostedt C., Bozek J. D., Bucksbaum P. H., // J. Phys. B. 2013. V. 46. Art. no. 164003.
3. Marcus G., Artioli M., Vacci A., et al. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 101. Art. no. 134102.
4. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Петелин М. И. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 28, № 4. С. 207.
5. Shintake T., Huke K., Tanaka J., et al. // Jpn. J. Appl. Phys. 1983. Part 1. V. 22. No. 844.
6. Sprangle P., Hafizi B., Mako F. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. P. 2559.
7. Tantawi S., Shumail M., Neilson J., // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. Art. no. 164802.
8. Kuzikov S. V., Jiang Y., Marshall T. C., et al. // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2013. V. 16. Art. no. 070701.
9. Dolgashev V., Tantawi S., Higashi Y., Spataro B. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. Art. no. 171501.
10. Laurent L., Tantawi S., Dolgashev V., et al. // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2011. V. 14. Art. no. 041001.
11. Thompson M. C., Badakov H., Cook A. M., // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. Art. no. 214801.
12. Korovin S. D., Eltchaninov A. A., Rostov V. V., et al. // Phys. Rev. E. 2006. V. 74. Art. no. 016501.
13. Rostov V. V., Elchaninov A. A., Romanchenko I. V., Yalandin M. I. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. Art. no. 224102.
14. Savilov V. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. Art. no. 093501.
15. Kuzikov S. V., Savilov A. V., Vikharev A. A. // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105. Art. no. 033504.
16. Huang Zh., Kim K.-J. // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2007. V. 10. Art. no. 034801.
17. Гапонов А. В., Миллер М. А. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 242.
18. Bandurkin I. V., Kuzikov S. V., Savilov A. V. // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105. Art. no. 073503.
19. Bandurkin I. V., Kuzikov S. V., Plotkin M. E., et al. // Proc. 36th Int. Free Electron Laser Conf. (FEL-2014), Basel, Switzerland, 2014, p. TUP046.
20. Петелин М. И., Юлшатов В. К. // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10, № 9–10. С. 1414.
21. Братман В. Л. // Журн. техн. физ. 1976. Т. 46, № 10. С. 2030.
22. Братман В. Л., Петелин М. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18, № 10. С. 1538.
23. Bratman V. L., Savilov A. V. // Phys. Plasmas. 1995. V. 2, No. 2. P. 557.
24. Savilov A. V. // Phys. Plasmas. 1997. V. 4, No. 6. P. 2276.
25. Ковалев Н. Ф., Петелин М. И., Райзер М. Д. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18, № 4. С. 232.
26. Братман В. Л., Губанов В. П., Денисов Г. Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14, № 1. С. 9.
27. Бугаев С. П., Канавец В. И., Кошелев В. И., Черепенин В. А. Релятивистские многоволновые СВЧ генераторы. Новосибирск: Наука, 1991. 296 с.
28. Dapeng Wu, Ting Shu, Jinchuan Ju, Shengren Peng. // Revi. Scientific Instruments. 2015. V. 86. Art. no. 084706.
29. Куркан И. К., Ростов В. В., Тотъменинов Е. М. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24, № 10. С. 43.
30. Коровин С. Д., Ростов В. В., Тотъменинов Е. М. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31, № 10.
31. Tarakanov V. P. User's manual for code KARAT. Berkley Research Associates Springfield, VA, 1992.

32. Bratman V. L., Denisov G. G., Ofitserov M. M., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1987. V. 15. P. 2.
33. Bratman V. L., Fedotov A. E., Kalynov Y. K., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. V. 27. P. 456.
34. Братман В. Л., Денисов Г. Г., Луковников Д. А., Офицеров М. М. // Журн. техн. физ. 1991. Т. 61, № 4. С. 111.

Поступила в редакцию 16 мая 2015 г.; принята в печать 30 октября 2015 г.

## MICROWAVE UNDULATORS AND ELECTRON GENERATORS FOR NEW-GENERATION FREE-ELECTRON LASERS

*E. B. Abubakirov, I. V. Bandurkin, A. A. Vikharev, S. V. Kuzikov, R. M. Rozental', A. V. Savilov, and  
A. E. Fedotov*

We discuss possible applications of relativistic pulsed microwave electronic devices in physics and engineering of modern free-electron lasers. In particular, the possibilities of using high-power millimeter-wave radiation pulses for electron pitching in the operating space of the laser (in a microwave undulator), as well as for cooling and focusing of electron clusters, are considered.