

УДК 533.9

ПОРОГОВЫЕ СВОЙСТВА ЛАЗЕРОВ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ БЕЗ ИНВЕРСИИ

Д.Н. КЛОЧКОВ¹, А.А. ГЕВОРГЯН², Н.Ш. ИЗМАИЛЯН³, К.Б. ОГАНЕСЯН^{3*}

¹Институт общей физики РАН им. А.М. Прохорова, Москва, Россия

²Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

³Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

*e-mail: bsk@yerphi.am

(Поступила в редакцию 18 марта 2016 г.)

Показано, что возможность создания лазеров на свободных электронах без инверсии (ЛСЭБИ) имеет пороговый характер по интенсивности поля усиливаемой волны. Дано описание пороговых условий в рамках коллективного подхода. Показано, что порог наблюдения усиления без инверсии достаточно высок, что может существенно затруднить возможность экспериментальной реализации ЛСЭБИ.

1. Введение

Идея создания лазеров на свободных электронах без инверсии (ЛСЭБИ) была предложена впервые в работе [1], затем развивалась и совершенствовалась в работах [2–5]. Конкретные схемы реализации ЛСЭБИ предлагались и рассматривались в работах [6, 7]. Одним из ключевых моментов схем реализации ЛСЭБИ является предложение об использовании неколлинеарного распространения электронного пучка и усиливаемого излучения. В обычных лазерах на свободных электронах (ЛСЭ) и строфотронах такие схемы известны и обсуждаются уже достаточно давно [8–27]. Применительно к ЛСЭБИ с двумя ондуляторами основная идея состоит в том, что при неколлинеарном взаимодействии лазерного и электронного пучков у электронов после первого ондулятора возникает разброс по поперечным скоростям, а значит и по углам, и этот разброс напрямую связан с приростом энергии электронов. Поэтому селекция электронов по направлениям в межондуляторном промежутке оказывается эквивалентной селекции по энергиям. В принципе, это позволяет изменять контролируемым образом длину пути электронов с разными энергиями в межондуляторном пространстве и распределение по энергиям на входе во второй ондулятор. Если устройства в межондуляторном промежутке обладают свойством отрицательной дисперсии (т. е. более быстрые электроны тратят больше времени на прохождение межондуляторного

пространства, чем медленные), то интегральный (по энергиям электронов) коэффициент усиления $G(\omega)$ может быть положительным практически во всей области изменения частоты усиливаемой волны ω в окрестности резонансной частоты ондулятора.

Данный механизм может работать только в том случае, если разброс по углам α , возникающий в результате взаимодействия электронов с полем ондулятора и усиливаемой волны, больше, чем естественный разброс по направлениям скорости в электронном пучке $\Delta\alpha_{\text{beam}}$. Практически $\Delta\alpha_{\text{beam}}$ не может быть меньше, чем 10^{-4} рад. Условие $\alpha > \Delta\alpha_{\text{beam}}$ приводит к возникновению порога реализации ЛСЭБИ либо по интенсивности лазерного излучения, либо по плотности электронного пучка.

В настоящей работе оценивается порог возникновения эффекта усиления без инверсии в предлагавшихся для достижения этой цели схемах ЛСЭ. Анализ выполнен в рамках многочастичного описания, охватывающего как комптоновский, так и рамановский режимы усиления в ЛСЭ.

2. Многочастичное описание

В работах [2–5] рассматривалась модель безграничных электронного и лазерного пучков, в то время как реальные пучки ограничены в продольном направлении. Учет конечности ширин последних является принципиальным для лазеров, в которых лазерный и электронный пучки неколлинеарны, что приводит к конечности области их взаимодействия. Поэтому здесь будут сделаны оценки для учета влияния конечных размеров электронного и лазерного пучков, в частности, будет проанализировано возникновение порога в ЛСЭБИ. Для этого мы применим метод дисперсионного анализа, чтобы получить пространственное усиление лазерной волны в магнитостатическом ондуляторе с неколлинеарной геометрией.

2.1. Пространственное усиление

Рассмотрим распространение моноэнергетического пучка электронов в магнитостатическом ондуляторе. Систему координат выберем таким образом, чтобы ось Oz совпадала с осью виглера, а вектор-потенциал виглеровского поля был бы направлен вдоль оси Oy . Предположим, что статическое магнитное поле плоского ондулятора \mathbf{A}_w не зависит от поперечных координат x и y и является приближенно гармонической функцией

$$\mathbf{A}_w = A_w \mathbf{e}_y = (A_0 e^{-ik_w r} + \text{c. с.}) \mathbf{e}_y, \quad (1)$$

здесь $\mathbf{k}_w = (0, 0, k_w)$ волновой вектор виглера, с. с. означает комплексное сопряжение, \mathbf{e}_y – единичный вектор y -оси. Мы предполагаем, что в виглере распространяется линейно-поляризованная волна $\mathbf{A}_L = A_L(t, x, z) \mathbf{e}_y = \mathbf{a}_+ e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}_w) \cdot \mathbf{r} - i\omega t}$, в

которой вектор-потенциал направлен вдоль оси y , а волновой вектор лежит в плоскости xz : $\mathbf{k} = (k \sin \theta, 0, k \cos \theta)$. Мы пренебрегли стоксовой волной $\mathbf{A}_- = \mathbf{a}_- e^{i(\mathbf{k} + \mathbf{k}_w) \mathbf{r} - i\omega t}$, которая не играет существенной роли при резонансе и которую следует учитывать только при его отстройке [28].

Классическая динамика электрона, находящегося в суммарном поле $A = A_w + A_L$ виглера и лазерной волны, описывается следующим гамильтонианом:

$$H = \sqrt{m^2 c^4 + c^2 \left(\mathbf{P} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2} + e\varphi = mc^2 \gamma + e\varphi. \quad (2)$$

Исходя из этого выражения, в работе [29] для электронного пучка, имеющего на входе в виглер однородную плотность n_b и скорость $u = (-u \sin \alpha, 0, u \cos \alpha)$, было получено дисперсионное уравнение

$$D_b(\omega^2 - \omega_+^2) = K^2 \omega_b^2 \gamma_0^{-3} (c^2 k^2 - \omega^2 + \omega_b^2 \gamma_0^{-1}). \quad (3)$$

Здесь введены обозначения для частоты

$$\omega_+^2 = (\mathbf{k} - \mathbf{k}_w)^2 c^2 + \frac{\omega_b^2}{\gamma_0}. \quad (4)$$

и дисперсионной функции электронного пучка

$$D_b = (\omega - \mathbf{k}\mathbf{u})^2 - \Omega_b^2, \quad (5)$$

которая связана с частотой пучка Ω_b , где

$$\Omega_b^2 = \omega_b^2 \left[1 - (\mathbf{k}\mathbf{u})^2 / (kc)^2 \right] / \gamma_0. \quad (6)$$

Здесь $\omega_b^2 = 4\pi e^2 n_b / m$ – квадрат ленгмюровской частоты электронов пучка и

$$K = \frac{e}{mc^2} |A_0| \quad (7)$$

– безразмерная амплитуда виглеровского поля (параметр ондуляторности).

Полный релятивистский фактор электронов определяется как $\gamma_0 = \sqrt{1 + 2K^2} \times (1 - u^2 / c^2)^{-1/2}$.

Дисперсионное уравнение (3) описывает 4 ветви колебаний $k_v = k_v(\omega)$, а именно: две пучковые и две лазерные. При $\omega_b = 0$ эти решения имеют вид $(\omega - \mathbf{k}\mathbf{u})^2 = 0$ для пучковых волн и $\omega^2 = (\mathbf{k} - \mathbf{k}_w)^2 c^2$ для лазерных волн. Ниже мы рассмотрим решения дисперсионного уравнения (3) при резонансных условиях

$$\omega = \omega_+ = (\mathbf{k}_0 \mathbf{u}) - \Omega_b, \quad (8)$$

которые соответствуют максимальному инкременту. В этом случае встречной лазерной волной с $\omega = -|\mathbf{k} - \mathbf{k}_w|c$ можно пренебречь. Решение ищем в виде

$\mathbf{k} = \mathbf{k}_0 + \delta\mathbf{k}$, где $\delta\mathbf{k}$ малая комплексная поправка к волновому вектору $\delta\mathbf{k} = \mathbf{k}' + i\mathbf{k}''$. Мнимая часть \mathbf{k}'' определяет пространственное усиление лазерной волны в ондуляторе.

Для коллективного режима, когда $|(\mathbf{u}\delta\mathbf{k})| \ll \Omega_b$, дисперсионное уравнение редуцируется к квадратному

$$\delta k^2 + \frac{K^2 k_0 \Omega_b}{4 \gamma_0^2 u} \frac{\omega^2}{(\mathbf{k}_0 \mathbf{u})^2} \left(1 + \frac{\omega_b^2}{\omega \Omega_b \gamma_0}\right)^2 F_R(\varphi) = 0. \quad (9)$$

Здесь

$$F_R(\varphi) = \frac{1}{\left[\cos(\varphi - \theta) - \frac{k_w}{k_0} \cos \varphi\right] \cos(\varphi + \alpha)}, \quad (10)$$

где φ – угол между осью виглера и вектором $\delta\mathbf{k}$. Заметим, что уравнение имеет силу до тех пор, пока $F_R(\varphi)$ невелико. Нас в дальнейшем будет интересовать усиление волны в направлении ее распространения, т. е. для случая $\varphi = \theta$. В реальных ситуациях $k_w \ll k_0$, поэтому членом с k_w / k_0 в (10) можно пренебречь, тогда пространственный инкремент будет

$$k'' = \frac{K k_0}{2 \gamma_0} \frac{\omega \sqrt{\Omega_b}}{(\mathbf{k}_0 \mathbf{u})^{3/2}} \left(1 + \frac{\omega_b^2}{\omega \Omega_b \gamma_0}\right). \quad (11)$$

В условиях $\omega_b^2 / (\omega \Omega_b \gamma_0) \ll 1$, когда плотность тока пучка мала, инкремент (9) имеет нормальную зависимость для рамановского режима [28]: он зависит от ленгмюровской частоты по закону $\omega_b^{1/2}$. В случае сильноточных пучков, когда $\omega_b^2 / (\omega \Omega_b \gamma_0) \gg 1$, инкремент имеет аномальное поведение $\omega_b^{3/2}$.

Для одночастичного усиления (томпсоновский режим $|(\mathbf{u}\delta\mathbf{k})| \gg \Omega_b$) дисперсионное уравнение (3) – кубическое:

$$\delta k^3 + \frac{K^2 k_0 \Omega_b^2}{2 \gamma_0^2 u} \frac{\omega^2}{(\mathbf{k}_0 \mathbf{u})^2} \left(1 + \frac{\omega_b^2}{\omega \Omega_b \gamma_0}\right)^2 F_T(\varphi) = 0. \quad (12)$$

Здесь $F_R(\varphi) = F_R(\varphi) / \cos(\varphi + \alpha)$. Решением уравнения (12) для мнимой части $\delta\mathbf{k}$ в случае $\varphi = \theta$ является

$$k'' = \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{K^2}{2}\right)^{1/3} k_0 \left[\frac{\omega \Omega_b}{\gamma_0 (\mathbf{k}_0 \mathbf{u})^2} \left(1 + \frac{\omega_b^2}{\omega \Omega_b \gamma_0}\right)\right]^{2/3}. \quad (13)$$

Как и для рамановского режима, в томпсоновском режиме для слаботочных пучков $\omega_b^2 / (\omega \Omega_b \gamma_0) \ll 1$ реализуется нормальный режим усиления с $k'' \sim \omega_b^{2/3}$ и аномальный с $k'' \sim \omega_b^{4/3}$ для сильноточных пучков $\omega_b^2 / (\omega \Omega_b \gamma_0) \gg 1$.

Приведенные выше теоретические построения предполагают бесконечные электронный и световой пучки. Реально и тот и другой ограничены в поперечном направлении. Последнее обстоятельство для неколлинеарных электрон-

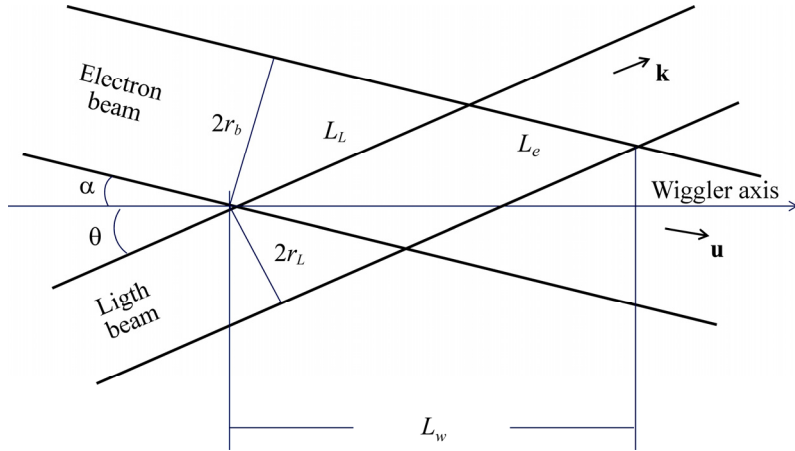


Рис.1. Схематическое представление распространения электронного и лазерного пучков в xz -плоскости магнитостатического ондулятора.

ного и лазерного пучков приводит к конечной области их взаимодействия. Длина, на которой имеет место усиление света в среде электронов пучка, составляет (см. рис.1)

$$L_L = \frac{2r_L}{\sin(\alpha + \theta)}. \quad (14)$$

Здесь $2r_b$ – ширина пучка электронов в плоскости xz . В свою очередь, длина, на которой лазерное поле совершает работу над электроном, равна

$$L_e = \frac{2r_L}{\sin(\alpha + \theta)}, \quad (15)$$

где $2r_L$ – ширина лазерного пучка в плоскости xz . Рабочая длина вигглера определяется выражением

$$L_w = L_e \cos \alpha + L_L \cos \theta \approx \frac{2(r_L + r_b)}{\sin(\alpha + \theta)}. \quad (16)$$

Увеличивать длину вигглера больше, чем L_w не имеет смысла. Чтобы увеличить L_w , следует уменьшить $\alpha + \theta$ и увеличить ширину электронного пучка $2r_b$. Последнее следует делать также в силу следующих оценок.

Коэффициент усиления лазерного поля по амплитуде волны равен

$$\frac{A_{\text{out}}}{A_{\text{in}}} = \exp(k'' L_L). \quad (17)$$

Как показано выше, $k'' \sim \omega_b^{\nu}$. Для томсоновского (одночастичного) режима неустойчивости $\nu = 2/3$ и $\nu = 4/3$, а для рамановского (коллективного) режима неустойчивости $\nu = 1/2$ и $\nu = 3/2$. Для цилиндрической формы пучка электронов при его постоянном токе имеем оценку $\omega_b \sim r_b^{-1}$ и, следовательно,

$k'' \sim \omega_b^v \sim r_b^{-v}$. Так как $L_L \sim r_b$, получаем оценку на усиление

$$\frac{A_{\text{out}}}{A_{\text{in}}} = \exp(\text{const} \times r_b^{1-v}). \quad (18)$$

При $v < 1$ мы имеем монотонно возрастающую функцию от ширины электронного пучка r_b и монотонно убывающую в противоположном случае $v > 1$. Таким образом, для $v < 1$ следует использовать широкий пучок и при $v > 1$ (сверхсильноточные пучки электронов) следует использовать узкий пучок.

2.2. Порог для усиления без инверсии (УБИ)

Рассмотрим здесь оценки применительно к ЛСЭБИ. Как было сказано выше, лежащий в основе ЛСЭБИ механизм может работать только, если разброс по углу α , возникающий в результате взаимодействия электронов с полем, больше, чем естественный разброс по направлениям в электронном пучке $\Delta\alpha_{\text{beam}}$. Это обстоятельство приводит к возникновению порога для мощности лазерного излучения.

Относительно своего невозмущенного движения $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 + \mathbf{u}t$ в плоскости xz электроны пучка совершают осцилляции в этой плоскости, при этом вариация скорости в линейном приближении составляет [29]

$$\delta v_{\parallel} = K^2 \frac{c^2}{\gamma_0^3} \frac{\beta_1 \mathbf{k} - \frac{\omega}{c^2} \beta_2 \mathbf{u}}{D_b} a e^{i\xi_0 - i\Delta\omega t} + \text{c. c.} \quad (19)$$

Здесь $a = a_+ / A_0$ – безразмерная амплитуда лазерного поля, $\Delta\omega = \omega - (\mathbf{k}\mathbf{u})$, $\xi_0 = \mathbf{k}_0 \mathbf{r}_{\parallel 0}$, $\mathbf{r}_{\parallel 0}$ – начальная координата в плоскости xz . Коэффициенты β_1 и β_2 равны:

$$\beta_1 = \gamma_0 (\omega - (\mathbf{k}_0 \mathbf{u})) - \frac{\omega_b^2 (\mathbf{k}_0 \mathbf{u})}{(k_0 c)^2}, \quad (20)$$

$$\beta_2 = \gamma_0 (\omega - (\mathbf{k}_0 \mathbf{u})) - \frac{\omega_b^2}{\omega}.$$

Уравнение траектории (19) получено для моноэнергетического пучка, имеющего неограниченный размер и в силу этого бесконечно долго взаимодействующего с полем. Тем не менее, используя это уравнение, можно получить необходимые оценки, которые проведем для наиболее интересного с точки зрения эксперимента случая – для одночастичного режима усиления. Полагая, что электрон влетает в лазерное поле в момент времени $t = 0$ и за время пролета $t = L_e / u$ он отклоняется от своего первоначального направления на угол $\Delta\alpha$, который зависит от фазы влета в поле по закону $\cos \xi_0$, получаем максимальную величину

$$\Delta\alpha_{\text{max}} \simeq K^2 \frac{c^2}{\gamma_0^2} \frac{k_0}{u^2} \sin(\alpha + \theta) \frac{e^{ik'' L_e} - 1}{k''}. \quad (21)$$

В случае слабого усиления на длине $k''L_e \ll 1$ угол поворота не зависит ни от угла $\alpha + \theta$, ни от коэффициента усиления k'' (следовательно, и от тока пучка):

$$\Delta\alpha_{\max} \approx \frac{2K^2 k_0 r_L}{\gamma_0^2} a. \quad (22)$$

Как и ожидалось, значение $\Delta\alpha_{\max}$ совпадает с оценкой, приведенной в работах [30–33]. Полученное выражение (22) следует рассматривать как нижнюю границу максимально возможного отклонения. Превышение $\Delta\alpha_{\max}$ естественного разброса $\Delta\alpha_{\text{beam}}$ дает пороговое значение для амплитуды лазерного поля и для его интенсивности. Перепишем выражение (22) через полную мощность лазера $W = \frac{c}{4} (k_0 r_L)^2 |a_+|^2$, а именно, через выражение, определяющее порог мощности:

$$W > \frac{c}{8} \left(\frac{mc^2}{e} \right)^2 \frac{(\Delta\alpha_{\text{beam}})^2 \gamma_0^4}{2K^2}. \quad (23)$$

Это дает численное значение

$$W > 1.1 \times 10^9 \frac{(\Delta\alpha_{\text{beam}})^2 \gamma_0^4}{2K^2} \text{ Вт}. \quad (24)$$

Для следующих значений параметров [7] $\gamma_0 = 15$, $K = 0.635$ и $\Delta\alpha_{\text{beam}} = 5 \times 10^{-4}$ рад получаем пороговое значение $W > 1.8 \times 10^7$ Вт. Полученная пороговая мощность превосходит мощность лазерного поля, при которой наступает насыщение. Для работы лазера в линейном режиме усиления следует уменьшить $\Delta\alpha_{\text{beam}}$. При работе на самой границе области насыщения $\sim 10^5 - 10^6$ Вт/см² формула (23) дает оценку $\Delta\alpha_{\text{beam}} \sim 10^{-6}$ рад.

Эта оценка совпадает с результатами работ [24,30–33], полученными другим (одночастичным) подходом. Заметим, что для устойчивой работы ЛСЭБИ величина $\Delta\alpha_{\max}$ должна на порядок превосходить величину естественного разброса электронов пучка по направлениям $\Delta\alpha_{\text{beam}}$. Сомнительно то, что в ускорителе можно достичь естественной угловой расходимости электронного пучка заметно меньшей, чем 10^{-6} рад.

3. Заключение

Исследовано влияние разброса скоростей электронов пучка по направлениям на работу ЛСЭБИ. Получено пороговое значение максимального разброса по углу скоростей электронов пучка в рамках многочастичного подхода. Показано, что порог для угла разброса соответствует наличию порога по интенсивности (или мощности) лазерного поля. Полученное значение порога для мощности

лазерного излучения (23) является верхней границей в условиях слабого усиления. Как следует из приведенных выше оценок, реализация ЛСЭБИ в одночастичном режиме со слабым усилением $kL \ll 1$ встречает большие проблемы, что приводит к практической невозможности его реализации в данном режиме в том варианте, в котором рассматривался. Имеется два выхода из этой ситуации. Во-первых, использование рамановского режима усиления. Как показало численное моделирование [7] в данном режиме идея ЛСЭБИ имеет большие возможности. Во-вторых, использование сильного усиления на длине $kL \gg 1$ в томпсоноском режиме. Как в первом, так и во втором случае требуется использование пучков большой плотности.

Работа поддержана грантом 15Т-1С068 ГКН Армении.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Kurizki, M.O. Scully, C. Keitel. Phys. Rev. Lett., **70**, 1433 (1993).
2. B. Sherman, G. Kurizki, D.E. Nikonov, M.O. Scully. Phys. Rev. Lett., **75**, 4602 (1995).
3. D.E. Nikonov, B. Scherman, G. Kurizki, M.O. Scully. Opt. Commun., **123**, 363 (1996).
4. D.E. Nikonov, M.O. Scully, G. Kurizki. Phys. Rev. E, **54**, 6780 (1996).
5. D.E. Nikonov, Yu.V. Rostovtsev, G. Sussmann. Phys. Rev. E, **57**, 3444 (1998).
6. A.I. Artemiev, M.V. Fedorov, Yu.V. Rostovtsev, G. Kurizki, M. O. Scully. Phys. Rev. Lett., **85**, 4510 (2000).
7. Yu. Rostovtsev, S. Trendafilov, A. Artemyev, K. Kapale, G. Kurizki, M.O. Scully. Phys. Rev. Lett., **90**, 214802 (2003).
8. D.F. Zaretsky, E.A. Nersesov, M.V. Fedorov. Phys. Lett., **82**, 227 (1981).
9. M.V. Fedorov, S. Stenholm. Opt. Commun., **49**, 355 (1984).
10. A.A. Varfolomeev, T.V. Yarovoi. Nucl. Instr. Meth. A, **445**, 290 (2000).
11. M.V. Fedorov. Atomic and Free Electrons in a Strong Light Field. Singapore, World Scientific, 1997.
12. K.B. Oganessian, M.L. Petrosyan. YERPHI-475(18) – 81, Yerevan (1981).
13. M.V. Fedorov, K.B. Oganessian. IEEE J. Quant. Electr., QE-21, 1059 (1985).
14. Д.Ф. Зарецкий, Э.А. Нерсесов, К.Б. Оганесян, М.В. Федоров. Квантовая электроника, **13**, 685 (1986).
15. Э.А. Нерсесов, К.Б. Оганесян, М.В. Федоров. ЖТФ, **56**, 2402 (1986).
16. К.Б. Оганесян, М.В. Федоров. ЖТФ, **57**, 2105 (1987).
17. M.L. Petrosyan, L.A. Gabrielyan, Yu.R. Nazaryan, G.Kh. Tovmasyan, K.B. Oganessian. Laser Physics, **17**, 1077 (2007).
18. M.V. Fedorov, K.B. Oganessian, A.M. Prokhorov. Appl. Phys. Lett., **53**, 353 (1988).
19. К.Б. Оганесян, А.М. Прохоров, М.В. Федоров. ЖЭТФ, **94**, 80 (1988).
20. E.M. Sarkisyan, K.G. Petrosyan, K.B. Oganessian, V.A. Saakyan, N.Sh. Izmailyan, S.K. Hu. Laser Physics, **18**, 621 (2008).
21. М.Л. Петросян, Л.А. Габриелян, Ю.Р. Назарян, Г.Х. Товмасын, К.Б. Оганесян. Изв. НАН Армении, Физика, **42**, 57 (2007).
22. К.Б. Оганесян. Изв. НАН Армении, Физика, **50**, 169 (2015).
23. К.Б. Оганесян. Изв. НАН Армении, Физика, **50**, 422 (2015).
24. К.Б. Оганесян. Изв. НАН Армении, Физика, **51**, 15 (2016).

25. **K.B. Oganesyan.** J. Modern Optics, **61**, 763 (2014).
26. **K.B. Oganesyan.** J. Modern Optics, **61**, 1398 (2014).
27. **K.B. Oganesyan.** J. Modern Optics, **62**, 933 (2015).
28. **M.V. Kuzelez, A.A. Rukhadze.** Plasma Free Electron Lasers. Paris, Frontier, 1995.
29. **D.N. Klochkov, A.I. Artemyev, G. Kurizki, Yu.V. Rostovtsev, M.O. Scully.** Phys. Rev. E, **74**, 036503 (2006).
30. **A.I. Artemiev, D.I. Klochkov, K.B. Oganesyan, M.V. Fedorov, Yu.V. Rostovtsev.** Laser Physics, **17**, 1213 (2007).
31. **D.N. Klochkov, K.B. Oganesyan, Y.V. Rostovtsev, G. Kurizki.** Laser Physics Letters, **11**, 125001 (2014).
32. **M.V. Fedorov, G. Kurizki, K.B. Oganesyan, M.L. Petrosyan, Y.V. Rostovtsev, M.O. Scully, C.K. Hu.** Physica Scripta, **140**, 014058 (2010).
33. **K.B. Oganesyan.** Nucl. Instr. Meth. Physics Research A, **812**, 33 (2016).

ԱՌԱՆՑ ԻՆՎԵՐՍԻՄԵՆՏԻ ԱԶԱՏ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐՈՎ ԼԱԶԵՐՆԵՐԻ
ՇԵՄԱՅԻՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Դ.Ն. ԿԼՈՉԿՈՎ, Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Ն.Շ. ԻԶՄԱԻԼՅԱՆ, Կ.Բ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ Առանց Ինվերսիայի Ազատ Էլեկտրոններով Լազերների (ԱԻԱԷԼ) ստեղծման հնարավորությունը ունի շեմային բնույթ ըստ ուժեղացվող ալիքի դաշտի ինտենսիվության: Կոլեկտիվ փոխազդեցության ռեժիմում տրված է շեմային պայմանների նկարագրությունը: Ցույց է տրված, որ առանց ինվերսիայի ուժեղացման դիտման շեմը բավական բարձր է, ինչը էապես դժվարացնում է ԱԻԱԷԼ-ի իրականացման փորձնական հնարավորությունը:

THRESHOLD PROPERTIES OF FREE ELECTRON LASERS
WITHOUT INVERSION

D.N. KLOCHKOV, A.H. GEVORGYAN, N.Sh. IZMAILIAN, K.B. OGANESYAN

The possibility of creation of Free Electron Laser Without Inversion (FELWI) has threshold behavior on amplified wave intensity is shown. The description of threshold conditions is given in collective regime. It is shown, that the amplification observation threshold without inversion is high enough, which essentially hampers experimental realization possibility of FELWI.