

# Релятивистский кулоновский взрыв сферической микромишени

В.Ф.Ковалев, В.Ю.Быченков

*Для лазерной установки XCELS, характеризующейся рекордной мощностью лазерного излучения и генерирующей импульсы ультракороткой длительности, обсуждается перспектива получения частиц с энергиями, достигающими гигаэлектронвольт при использовании кулоновского взрыва облучаемых лазером сферических микромишеней. Дается теоретическое обоснование возможности экспериментальной реализации режима релятивистского кулоновского взрыва крупных сферических мишеней микронного и субмикронного размеров при использовании многостороннего облучения несколькими высокоинтенсивными лазерными пучками, что недоступно пока для существующих мощных лазерных систем. Предлагаемый эксперимент обосновывается результатами теоретико-аналитических исследований процесса ускорения ионов при релятивистском кулоновском взрыве микромишеней, состоящих либо из ионов одного сорта, либо из набора легких (примесных) ионов и основных тяжелых ионов. Найдены пространственно-временные и спектральные характеристики ускоряемых ионов, обладающих релятивистской энергией и квазимонохроматическим спектром. Представленное исследование позволяет предопределить характеристики ионов рекордных энергий от взрывающихся кулоновским образом сферических микромишеней и вести теоретическое сопровождение эксперимента на установке XCELS в однопучковом и многопучковом вариантах.*

**Ключевые слова:** релятивистский кулоновский взрыв, ускорение ионов, сферическая микромишень, ультракороткие мощные лазерные импульсы.

## 1. Введение

Современные короткоимпульсные лазеры с высокой интенсивностью излучения при взаимодействии с веществом превращают его в плазму с релятивистской энергией частиц [1]. При типичной интенсивности фемтосекундного лазерного излучения  $\sim 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> благодаря релятивистской прозрачности возможно получение полностью ионизованной микромишени (кластера) размером  $\sim 100$  нм (например, наноклапты [2]) и ускорение из нее электронов с энергией до десятков МэВ. При этом создается нескомпенсированный положительный заряд тяжелых ионов мишени, которые не ускоряются лазерным полем. Их ускорение происходит под действием собственного кулоновского поля в результате так называемого кулоновского взрыва (КВ) [3–5]. Взаимодействие лазерных импульсов с кластерной плазмой лежит в основе различных применений. Облучаемая лазером кластерная плазма с микромишенями небольшого размера (десятки нанометров) служит источником крайнего ультрафиолета и рентгеновского излучения [6], терагерцевого излучения [7] и термоядерных нейтронов [8]. Повышение интенсивности лазерного излучения позволяет ионизировать кластеры большего размера, например микроклапты

водяного спрея диаметром  $\sim 150$  нм [9]. Крупные кластеры, разлетаясь под действием лазерного нагрева, способны ускорять ионы до мультимэвных энергий, которые можно использовать для получения отрицательных ионов, как следствие перезарядки в окружающей среде [10], и изотопов, возникающих в результате ядерных реакций [11]. Повышение мощности лазеров, генерирующих импульсы ультракороткой длительности, открывает перспективу получения частиц с энергиями, достигающими гигаэлектронвольт. Параметры современных лазеров вплотную приближаются к таковым, позволяющим получать полностью ионизированные кластеры большого диаметра, заряд которых достаточен для того, чтобы в результате КВ разлетающиеся ионы достигали релятивистских энергий. Действительно, из условия кулоновского взрыва,  $a_E \gtrsim (\omega r_0/c) \sqrt{n_e/n_{cr}}$  [12–16], которое означает превышение энергией электрона в лазерном поле величины кулоновского барьера, обусловленного притяжением ионов, получаем, что релятивистский разлет кластера радиуса  $r_0$  возникает при его облучении лазерным импульсом с безразмерной амплитудой поля  $a_E = eE_{las}/(m\omega c)$ , удовлетворяющей условию  $a_E \gtrsim \sqrt{M/Zm}$ . (Здесь  $E_{las}$  – лазерное поле с частотой  $\omega$ ,  $c$  – скорость света,  $n_{cr}$  – критическая концентрация электронов,  $n_e$  – концентрация электронов с массой  $m$ ,  $M$  – масса иона с зарядовым числом  $Z$ .) Из этого условия, которое возникает из приведенного выше неравенства при  $r_0 \sim c/\omega_{Li}$  ( $\omega_{Li}$  – ленгмюровская частота ионов), следует, что разлет кластера становится релятивистским при  $a_E > 100$ . К этому значению приближается величина  $a_E$ , соответствующая как уже полученным на сегодняшний день интенсивностям лазерного излучения,  $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> [17], так и ожидаемым на установке XCELS. Как только для излучения интенсивностью  $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> удастся добиться достаточного контраста по интенсивности, чтобы предимпульс не разрушал кластер (т.е. согласно [11] на пикосекундном временном масштабе его интенсивность не превышала  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>), то можно будет проводить эксперименты по ускорению ионов до ре-

**В.Ф.Ковалев.** Институт прикладной математики им. М.В.Келдыша РАН, Россия, 125047 Москва, Миусская пл., 4; Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л.Духова, Россия, 127030 Москва, Сушэвская ул., 22; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: vfkvfvk@gmail.com  
**В.Ю.Быченков.** Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л.Духова, Россия, 127030 Москва, Сушэвская ул., 22; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

лятивистских энергий с использованием сферических микромишеней. Планируется, что создаваемая в настоящее время лазерная система XCELS сможет обеспечить интенсивность импульсного (25 фс) лазерного излучения  $(2-4) \times 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>, что перспективно для реализации релятивистского кулоновского взрыва (РКВ). Интерес к проведению подобного эксперимента связан не только с возможностью достижения ионами высоких (релятивистских) энергий, но и специфическими, отличными от нерелятивистского КВ, пространственно-временными и спектральными характеристиками разлетающихся ионов. Например, в случае РКВ кластера с ионами одного сорта теоретически предсказано формирование оболочечной структуры взрывающейся сферической микромишени [18], а для кластера сложного ионного состава с легкими ионами примеси высокая энергия ускоренных примесных ионов при оптимальном подборе параметров мишени может сочетаться со сравнительно малой шириной их спектрального распределения, получаемой даже при умеренном релятивизме основных тяжелых ионов [19]. Ниже для параметров многопучковой лазерной установки XCELS дается теоретическое обоснование возможности экспериментальной реализации режима РКВ крупных сферических мишеней, что пока недоступно для существующих мощных лазерных систем.

## 2. Постановка эксперимента

При выборе условий реализации РКВ будем исходить из того, что заданной является максимальная энергия  $\mathcal{E}_{\text{las}}$  лазерного импульса, для определенности равная 300 Дж при длительности импульса  $\tau_{\text{las}} = 25$  фс и длине волны лазерного излучения  $\lambda_{\text{las}} = 0.91$  мкм. При этом плотность потока лазерного излучения (интенсивность) зависит от диаметра  $D_f$  фокального пятна и оценивается как  $I = 4\mathcal{E}_{\text{las}}/(\tau_{\text{las}}\pi D_f^2)$ , что составляет  $\sim 9.5 \times 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> для  $D_f = 4$  мкм и  $2.4 \times 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> при  $D_f = 8$  мкм. Поглощаемая кластерной мишенью энергия лазерного импульса передается электронам, которые нагреваются до характерной энергии, «температуры»  $T_e$ . При заданном радиусе кластера  $r_0$  оценить эту температуру можно из условия баланса энергии  $\eta b \mathcal{E}_{\text{las}} = (4\pi/3)n_e r_0^3 T_e$ , т.е.  $T_e = 1.49 \times 10^{18} \eta b \mathcal{E}_{\text{las}} / (n_e r_0^3)$  эВ, где  $\eta$  – доля поглощенной лазерной энергии,  $b$  – число лазерных пучков,  $n_e$  [см<sup>-3</sup>] – концентрация электронов кластера и  $r_0$  – в [см]. Зная температуру электронов кластера, можно оценить их дебаевский радиус  $\lambda_D \approx 7.43 \times 10^2 \sqrt{T_e/n_e}$  [см]. Режиму РКВ соответствует условие  $\lambda_D \gg r_0$ , которое реализуется тем легче, чем меньше радиус кластера  $r_0$ . Оценка максимально допустимой величины радиуса кластера из условия  $\lambda_D \sim r_0|_{r_0=r_{\text{max}}}$  дает следующее ограничение сверху на величину  $r_0$ :

$$r_0 \leq r_{\text{max}}, \quad (1)$$

где  $r_{\text{max}} \approx 6.1 \times 10^4 (\eta b \mathcal{E}_{\text{las}} / n_e^2)^{1/5}$  [см].

С другой стороны, условие превышения максимальным значением энергии иона кластера  $\varepsilon_m = (M/3)\omega_{Li}^2 r_0^2$  релятивистского уровня энергии  $Mc^2$  для однородного кластера с одним сортом ионов массы  $M$  записывается в виде ограничения снизу на минимальное значение радиуса кластера [2]:

$$r_0 \geq r_{\text{min}}, \quad (2)$$

где  $r_{\text{min}} \approx 3.9 \times 10^7 \sqrt{M/(Zm_p n_e)}$  [см]. Здесь  $m_p$  – масса протона,  $Z$  – заряд ионов кластера. Для выбранных типичных параметров лазерно-плазменной системы  $\mathcal{E}_{\text{las}} = 300$  Дж,  $n_e = 2 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup>,  $M/m_p = Z = 1$  получаем  $r_{\text{min}} \approx 2.8 \times 10^{-4}$  см и  $r_{\text{max}} \approx 2.3 \times 10^{-4} (\eta b)^{1/5}$  см. Сравнение (1) и (2) показывает, что условие  $r_{\text{min}} \leq r_0 \leq r_{\text{max}}$  для однородного кластера с одним сортом ионов может быть реализовано только в многопучковой системе, когда выполняется условие  $\eta b > 1$ . При этом можно надеяться получить РКВ однородного кластера с одним сортом ионов радиусом  $\sim 2.5$  мкм. В случае же одного пучка,  $b = 1$ , радиус кластера, который можно полностью ионизовать, удалив все электроны, оказывается меньше, чем  $r_{\text{min}}$ , и, следовательно, невозможно рассчитывать на достижение ионами кластера, состоящего только из ионов одного сорта, заметных релятивистских энергий. В этом случае для однопучковой системы в качестве мишени можно предложить использование кластера с двумя сортами ионов, в котором основную массу составляют тяжелые ионы с большим зарядовым числом  $Z_1$  и концентрацией  $n_1$  и имеется небольшая примесь легких ионов с зарядовым числом  $Z$  и концентрацией  $n$ , так что выполняется условие  $Zn \ll Z_1 n_1$ . Как показано в [19], легкие ионы примеси могут быть ускорены при РКВ до релятивистских энергий кулоновским поршнем тяжелых ионов, даже когда эти тяжелые ионы в процессе разлета останутся нерелятивистскими, если значение кинематического параметра  $\mu = ZM_1/(Z_1 M)$ , где  $M$  и  $M_1$  – масса легких и тяжелых ионов соответственно, существенно превышает единицу.

Дизайн-схема предполагаемого эксперимента представлена на рис.1. Согласно полученным выше оценкам параметров лазера и кластерной мишени генерация ионов на основе механизма РКВ может быть осуществлена при облучении сферической мишени микронного размера, помещенной в фокус одного или нескольких лазерных пучков. Выбор мишени с одним сортом ионов микронного размера диктует многопучковый режим лазерного облучения для достижения ускоряемыми ионами релятивистских энергий. С мишенями меньшего размера получить релятивистские ионы можно только в режиме РКВ при использовании кластера с двумя сортами ионов (тя-



Рис.1. Дизайн-схема предполагаемого эксперимента по регистрации ускоренных ионов при РКВ.

желые ионы кулоновского поршня и ускоряемые легкие ионы).

### 3. Моделирование эксперимента

Моделирование предлагаемого эксперимента опирается здесь на результаты теоретико-аналитических исследований процесса ускорения ионов при РКВ сферических однородных микромишеней (кластеров), состоящих либо из ионов одного сорта, либо из набора легких (примесных) ионов и основных тяжелых ионов.

Математическое моделирование РКВ однородной сферической мишени с ионами одного сорта использует точное аналитическое решение задачи о релятивистском разлете ионов мишени, облучаемой фемтосекундным лазерным импульсом. В силу малой длительности лазерного импульса его учет сводится только к требованию достаточной интенсивности, чтобы быстро (за время действия импульса) удалить электроны из мишени и тем самым реализовать практически мгновенное возникновение заряженной плазмы. Ее разлет изучается в предположении высокого контраста лазерного импульса, когда в качестве начального условия не требуется учитывать возможное размытие плазмы у границы плазма – вакуум, что может приводить к эффекту многопоточности [4, 5]. Исходя из найденного аналитического решения, можно найти пространственно-временные и энергетические характеристики релятивистски разлетающегося кластера.

Математическое моделирование РКВ однородной сферической мишени с ионами двух сортов использует полуаналитическое решение задачи о релятивистском разлете ионов мишени, когда заряд легкой ионной составляющей кластера мал по сравнению с его полным зарядом. При выполнении этого условия собственное электрическое поле легких ионов мало и не оказывает влияния на их разлет. Таким образом, задача о разлете однородной заряженной сферической плазмы с двумя сортами ионов сводится к изучению нелинейного движения легких примесных ионов в заданном электрическом поле тяжелых ионов. При этом разлет как основной, так и примесной компоненты мишени может быть релятивистским. Эта задача допускает точное аналитическое решение для основных (тяжелых) ионов, динамика которых задает структуру электрического поля (кулоновский поршень), ускоряющего легкие ионы примеси. Задача о движении примесных ионов решается с использованием численных методов, что в результате дает пространственно-временные и спектральные характеристики ускоряемых ионов примеси в зависимости от величины полного заряда мишени и кинематического параметра, связывающего отношение зарядов и масс легких и тяжелых ионов.

Итоги моделирования могут служить теоретическим обоснованием реализации эксперимента по проверке механизма ускорения ионов при РКВ применительно к параметрам установки XCELS.

### 4. Результаты анализа и моделирования

Постановка эксперимента диктует необходимость анализа двух различных режимов ускорения ионов, а именно: режима кулоновского взрыва кластера с одним сортом ионов и режима кулоновского взрыва кластера, содержащего основные тяжелые ионы и легкие ионы примеси.

#### 4.1. РКВ однородного кластера с ионами одного сорта

Рассмотрим вначале РКВ сферической мишени радиуса  $r_0$ , ионы (одного сорта) которой в начальный момент неподвижны и однородно распределены внутри сферы, т. е. их концентрация имеет вид «ступеньки»,  $n_0 = n_{c0}\theta(r_0 - r)$ ,  $n_{c0} = \text{const}$ , обрывающейся при  $r = r_0$ . Для описания динамики разлета ионов сферической мишени используются уравнения холодной бесстолкновительной гидродинамики для скорости ионов  $v_1$  и их концентрации  $n_1$  и уравнение Пуассона для электростатического поля  $E$ . Решение задачи Коши для этих уравнений находится в аналитическом виде [18] при условии, что траектории ионов не пересекаются, и описывает расширяющийся сгусток ионов с резким фронтом  $r_f(t)$ , который определяется следующим уравнением:

$$2\sqrt{\zeta_0}t = \sqrt{r_f - 1}\sqrt{r_f + \zeta_0(r_f - 1)}\frac{1 + 2\zeta_0}{1 + \zeta_0} - \frac{1}{2}(1 + \zeta_0)^{-3/2} \ln \frac{\sqrt{r_f + \zeta_0(r_f - 1)} - \sqrt{r_f - 1}\sqrt{1 + \zeta_0}}{\sqrt{r_f + \zeta_0(r_f - 1)} + \sqrt{r_f - 1}\sqrt{1 + \zeta_0}}. \quad (3)$$

Здесь используются безразмерный параметр  $\zeta_0 = (\omega_{L1}r_0)^2 / (6c^2)$  и безразмерные величины  $r_f/r_0$  и  $t/(r_0/c)$ , а  $\omega_{L1} = (4\pi Z_1^2 e^2 n_{c0} / M_1)^{1/2}$  – ленгмюровская частота ионов с массой  $M_1$ . Характерные временные зависимости радиуса фронта кластера приведены на рис.2,а для двух значений параметра  $\zeta_0$ . На рис.2,б–г показаны типичные пространственные распределения скорости ионов  $v_1$  и их концентрации  $n_1$ , а также электрического поля. При этом используются следующие нормировки: концентрация ионов  $n_1$  нормирована на  $n_{c0}$ , их скорость  $v_1$  – на  $c$ , электрическое поле  $E$  – на  $2M_1c^2/(Z_1er_0)$ , спектральная плотность энергии  $N_\varepsilon$  – на  $N_0/(M_1c^2)$ , радиус  $r$  – на  $r_0$ , энергия  $\varepsilon$  – на  $M_1c^2$ . Как видно из рис.2, полученного с использованием аналитических зависимостей из работы [18], скорость ионов нарастает тем медленнее, чем больше расстояние от центра кластера, и, наоборот, электрическое поле внутри кластера нарастает быстрее при больших значениях радиуса и медленнее – при малых; вне кластера электрическое поле спадает по обратно квадратичному закону. Что касается распределения концентрации ионов, то с течением времени оно перестает быть однородным по радиусу и имеет максимум на фронте разлетающихся ионов кластера. Таким образом, режим РКВ кластера характеризуется формированием периферийного уплотнения плазмы, т.е. распределения оболочечного типа. В разлетающемся релятивистском кластере на ионном фронте максимальны электрическое поле, скорость и концентрация ионов.

Из полученного в [18] аналитического решения для КВ безразмерная энергия ионов  $\varepsilon_1$  (нормированная на  $M_1c^2$ ) записывается в виде  $\varepsilon_1 = 2q^2\zeta$ , где функции  $q$  и  $\zeta$  связаны с координатой (радиусом)  $r$  и временем  $t$  соотношениями

$$r = \frac{h}{1 - q^2}, \quad \zeta = \zeta_0 h^2, \quad 0 \leq h \leq 1, \\ 2\sqrt{\zeta_0}t = \frac{q}{1 - q^2} \sqrt{1 + q^2\zeta} \frac{1 + 2\zeta}{1 + \zeta} - \frac{1}{2}(1 + \zeta)^{-3/2} \ln \frac{\sqrt{1 + q^2\zeta} - q\sqrt{1 + \zeta}}{\sqrt{1 + q^2\zeta} + q\sqrt{1 + \zeta}}. \quad (4)$$

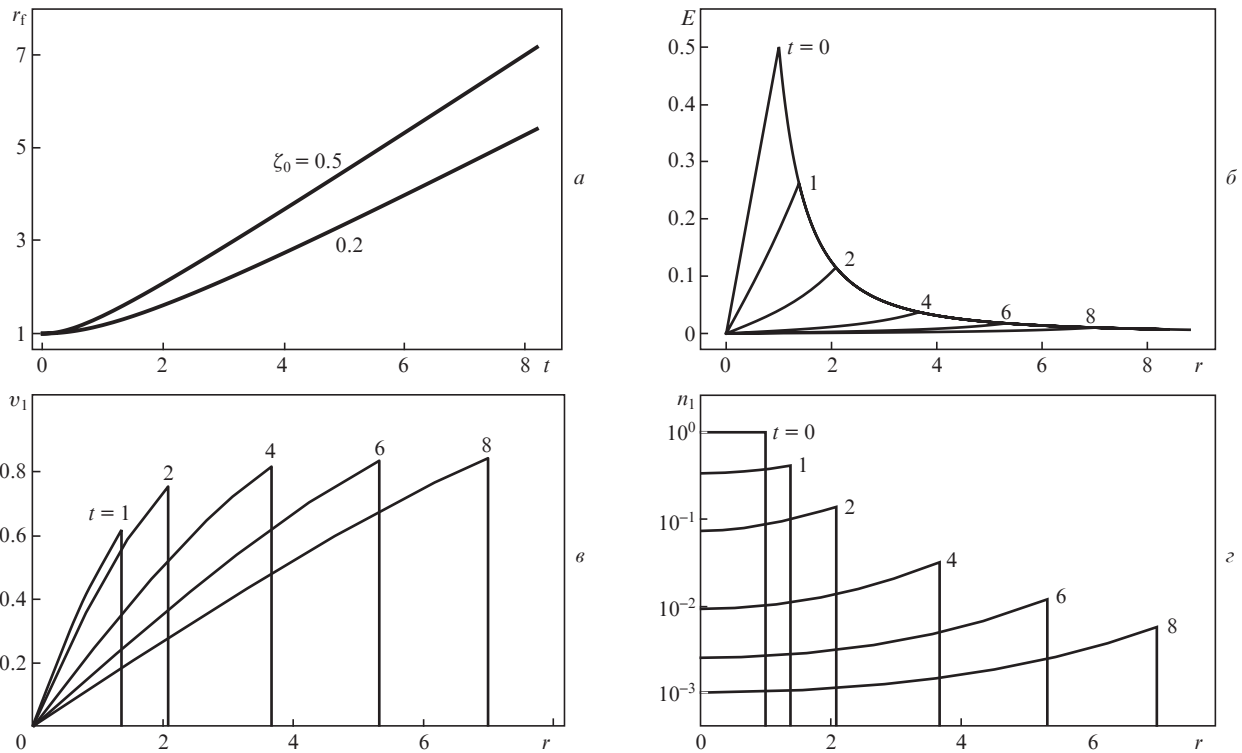


Рис.2. Зависимости от времени  $t$  положения фронта ионов при  $\zeta_0 = 0.2$  и  $0.5$  (а), а также пространственные распределения электрического поля (б), средней скорости ионов (в) и их концентрации (г) для моментов времени  $t = 0, 1, 2, 4, 6, 8$  при  $\zeta_0 = 0.5$ .

Здесь, как и в (3),  $r$  и  $h$  нормированы на радиус кластера  $r_0$ . Из соотношений (4) следует, что энергия  $\varepsilon_1$  становится релятивистской, когда  $q^2 \zeta$  оказывается  $\sim 1$ , что соответствует времени  $t_h \approx \sqrt{2} h / \zeta$ . В частности, для ионов на фронте, полагая  $h = 1$  и  $\zeta = \zeta_0$ , получаем  $t_1 \approx \sqrt{2} / \zeta_0$ . При этом асимптотически, при  $t \rightarrow \infty$ , величина максимальной энергии ионов на фронте определяется такой же формулой, как и в нерелятивистском случае [18],  $\varepsilon_{1,\max} = \omega_{L1}^2 r_0^2 / (3c^2)$ . Отметим, что таким же свойством обладает и асимптотическая формула для энергетического спектра ионов  $N_\varepsilon \equiv dN/d\varepsilon_1$ , а именно, в пределе  $t \rightarrow \infty$  имеем следующее простое выражение для спектрального распределения ускоренных ионов кластера [18]:

$$N_{\varepsilon}|_{t \rightarrow \infty} = \frac{3N_0}{2\varepsilon_{1,\max}^{3/2}} \sqrt{\varepsilon_1}, \quad (5)$$

где величина  $N_0 = (4\pi/3)n_{c0}r_0^3$  совпадает с полным числом частиц кластера, а  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_{1,\max}$  – безразмерная энергия ионов и ее максимальное значение на фронте. Отсутствие в (5) зависимости от скорости света означает, что асимптотически спектральные распределения ионов в релятивистском и нерелятивистском случаях совпадают.

В заключение подчеркнем, что рассмотренный выше релятивистский режим разлета кластера отвечает высоким лазерным интенсивностям,  $a_E \gtrsim \sqrt{M_1/(Z_1 m)}$ , однако не настолько большим, чтобы вызывать прямое ускорение ионов лазерным полем, существенное при  $a_E \sim M_1/m$ . Здесь  $a_E \approx 0.85 \times 10^{-9} \lambda_{\text{las}} \sqrt{I_0}$  – безразмерная амплитуда осцилляций электрона в лазерном поле, где  $\lambda_{\text{las}}$  – длина волны лазерного излучения, а  $I_0$  [Вт/см<sup>2</sup>] – его интенсивность. Для параметров лазера, приведенных в разд.2, получаем  $a_E \approx 120$  при  $D_f = 8$  мкм и  $a_E \approx 240$  при  $D_f = 4$  мкм, т.е. интервал изменения лазерных полей  $\sqrt{M_1/(Z_1 m)} \lesssim a_E \ll M_1/m$  лежит в области применимости

изложенных в этом разделе теоретических результатов. Величина  $\zeta_0$  для обсуждаемых лазерных параметров отвечает «умеренному» релятивизму разлетающихся ионов,  $\zeta_0 \approx 0.5$ , следовательно, для получения сильного релятивизма ускоренных ионов следует применять кластеры с двумя сортами ионов: тяжелые основные ионы и легкая примесь. Этот вариант обсуждается ниже.

#### 4.2. РКВ однородного кластера сложного ионного состава

В случае однопучковой системы, когда суммарный заряд кластера недостаточен для ускорения разлетающихся при КВ ионов до релятивистских скоростей, следует использовать в качестве мишени кластер сложного ионного состава, состоящий из основной массы тяжелых ионов с большим зарядом и небольшой примеси легких ионов с малым зарядом, и справедливо неравенство  $Zn \ll Z_1 n_1$ . При выполнении этого условия собственное электрическое поле легких ионов мало и не оказывает влияния на их разлет, и задача о разлете однородной заряженной сферической плазмы с двумя сортами ионов сводится к изучению нелинейного движения легких примесных ионов в заданном электрическом поле тяжелых ионов [19], причем разлет как основной, так и примесной компоненты мишени может быть релятивистским.

При описании динамики примеси исходными являются уравнения для радиальной координаты  $r(t, \rho)$  примесных ионов ( $\rho$  – начальная координата) в заданном электрическом поле разлетающихся основных, более тяжелых ионов сферического кластера [19]. Как основные ионы мишени, так и примесные ионы в начальный момент неподвижны и равномерно распределены по сферическому кластеру радиуса  $r_0$ . Из вида структуры электрического поля, возникающего при разлете основных ионов, следу-

ет, что положение  $r_f$  фронта ускоряющих ионов в пространстве разделяет область решения уравнения для  $r(t, \rho)$  на две подобласти, в которых правые части, т.е. ускоряющие поля, имеют различный вид. Найденные в каждой из этих подобластей решения сшиваются на фронте при  $r = r_f$ , исходя из условий непрерывности функции  $r$  и ее первой производной. Выражение для  $r_f$  содержит параметр  $\zeta_0$ , который задает степень релятивизма основных ионов – слабый релятивизм при  $\zeta_0 \ll 1$ , умеренный релятивизм при  $\zeta_0 \sim 1$  и сильный релятивизм при  $\zeta_0 \gg 1$ .

Для решения уравнений динамики для ионов примеси в области  $r < r_f$  используются численные методы, дающие решение уравнения для  $r(t, \rho)$  для любой начальной координаты ионов примеси  $\rho$  и при  $t < t_*$ . Время  $t_*$  зависит от начального положения частицы  $\rho$  и определяется из условия равенства координаты  $r$  ускоряемых ионов примеси координате  $r_f(t)$  фронта тяжелых ионов «кулоновского поршня»,  $r(t_*, \rho) = r_f(t_*)$ , т.е.  $t_*$  задает момент времени, когда легкие ионы примеси в процессе ускорения обгоняют все ускоряющие их тяжелые ионы (см. также [20], где подобное условие для нерелятивистского разлета записано в аналитическом виде). Для значений переменной  $t > t_*$ , когда ионы примеси оказываются в области действия спадающего электрического поля «кулоновского поршня»,  $r > r(t_*, \rho) \equiv r_*$ , решение уравнения для  $r(t, \rho)$  записывается в аналитическом виде [19].

Пространственные распределения скорости  $v$  и концентрации  $n$  ионов примеси по найденному решению уравнения для  $r(t, \rho)$  восстанавливаются дифференцированием траектории  $r$  по времени  $t$  и начальной координате  $\rho$ ,

$$n = \frac{\rho^2}{r(\rho, t)^2} |\partial r(t, \rho) / \partial \rho|^{-1}, \quad v = \dot{r}, \quad (6)$$

где концентрация и средняя скорость ионов примеси нормированы на их начальную концентрацию и скорость света  $c$  соответственно.

Кинетическая энергия  $\varepsilon = -1 + 1/\sqrt{1-v^2}$  ускоренных ионов примеси, вылетевших за пределы кулоновского поршня, дается соотношением

$$\varepsilon = (1 - v_*^2)^{-1/2} + \alpha(1/r_* - 1/r). \quad (7)$$

Фигурирующие в этих формулах  $v_* = v(\rho, t_*)$  и  $r_*$  являются граничными значениями этих величин, которые получаются из решения уравнений для  $r(t, \rho)$  при  $r = r_f$ . Эффективность ускорения ионов примеси определяется параметром  $\alpha = 2\mu\zeta_0$ . Величина  $\alpha = Q_h q_l / (Mc^2 r_0)$  задает отношение электростатической энергии легкого иона примеси с зарядом  $q_l = Ze$  на поверхности мишени ( $r = 1$ ) в кулоновском поле кластера из тяжелых (основных) ионов (с концентрацией  $n_1$  и зарядом  $eZ_1$ ,  $e > 0$  – заряд электрона) с полным зарядом  $Q_h = (4\pi r_0^3/3)Z_1 e n_1$  к энергии  $Mc^2$ , где  $M$  – масса иона примеси. Предельного значения энергии ионов (7) достигает на больших временах  $t \rightarrow \infty$  при  $r \gg r_*$ ,

$$\varepsilon_m(\rho) = \varepsilon(\rho)|_{t \rightarrow \infty} = -1 + (1 - v_*^2)^{-1/2} + \alpha/r_*, \quad (8)$$

и определяется только начальным положением иона примеси. Своего максимального значения  $\varepsilon_{\max} \equiv \varepsilon_m(\rho_{\max})$  величина  $\varepsilon_m$  достигает при определенном значении  $\rho_{\max}$ .

В предельном случае, когда масса тяжелых ионов кластера стремится к бесконечности, энергия ускоренных ионов примеси, вылетевших за пределы кластера, дается более простым, чем (7), соотношением

$$\tilde{\varepsilon} = (\alpha/2)(3 - \rho^2 - 2/r). \quad (9)$$

На больших временах  $t \rightarrow \infty$  при  $r \gg r_*$  энергия ионов (9) достигает своего предельного значения

$$\tilde{\varepsilon}_m(\rho) \equiv \tilde{\varepsilon}|_{t \rightarrow \infty} = (\alpha/2)(3 - \rho^2) \quad (10)$$

и оказывается максимальной для ионов примеси, вылетающих из центральной области кластера,  $\tilde{\varepsilon}_{\max} \equiv \tilde{\varepsilon}_m(\rho)|_{\rho=0} = (3/2)\alpha$ .

Знание пространственных распределений скорости и концентрации ионов примеси позволяет найти энергетический спектр ионов примеси  $dN/d\varepsilon$ , т.е. определить число частиц, приходящихся на данный интервал энергии. При вычислении энергетического спектра следует учесть определения полного числа частиц ионов примеси  $N$  и их кинетической энергии  $\varepsilon$ ,

$$N = 3 \int_0^{r_0(t)} r^2 n(t, r) dr, \quad \varepsilon = -1 + (1 - v^2)^{-1/2}, \quad (11)$$

где  $N$  и  $\varepsilon$  нормированы на  $4\pi n_0 r_0^3/3$  и  $Mc^2$  соответственно, а радиус фронта ионов примеси  $r_0(t)$  – на начальный радиус кластера  $r_0$ . Используя соотношения (11) и (6), запишем формулу для нахождения энергетического спектра ионов как

$$\frac{dN}{d\varepsilon} = 3 \frac{r(\varepsilon)^2 n(t, r(\varepsilon))}{|\partial \varepsilon / \partial r|}. \quad (12)$$

При нахождении спектра (12) координату  $r$  следует выразить через энергию ионов  $\varepsilon$ . Если зависимость  $r(\varepsilon)$  является неоднозначной, например в случае, когда распределение энергии  $\varepsilon(r)$  имеет максимум в пространстве, то в (12) подразумевается суммирование по различным ветвям обратной зависимости  $r(\varepsilon)$ .

В [19] проведено исследование пространственного распределения скорости и концентрации ионов примеси, их энергетического спектра, а также зависимости от времени координат ионов примеси при различных значениях параметров  $\mu$  (т.е. при конечном значении массы тяжелых ионов кластера) и  $\zeta_0$ . Анализ вариантов слабого, умеренного и сильного релятивизма тяжелых ионов, а также немалого параметра  $\alpha$  показал, что вариант с умеренным релятивизмом сочетает свойства слабо релятивистского и сильно релятивистского пределов: основная масса ионов примеси оказывается за внешней границей кулоновского поршня, при этом их энергия оказывается значительной, а зависимость максимальной энергии примесных ионов от кинематического параметра – «медленной». Естественно, что величина  $\varepsilon_{\max}/\alpha$  не превышает предельного значения 1.5, которое отвечает максимальной ионной энергии (энергии иона примеси, ускоренного из центра кластера) для бесконечно тяжелых основных ионов (10) и следует из закона сохранения энергии в статическом кулоновском поле. В случае конечного  $\mu$  закон сохранения энергии уже не действует, т.к. пробные примесные частицы движутся в меняющемся со временем поле из-за разлета основных ионов мишени. Соответственно, они набирают меньшую

энергию, которая для небольших значений  $\mu$  ( $2 \lesssim \mu \lesssim 10$ ) оказывается примерно в полтора раза меньше. Проведенный анализ показывает, что для достижения релятивистской энергии ионов примеси требуется выполнение соотношения  $\alpha \gtrsim 1$ . Этого можно добиться даже в условиях, когда тяжелые ионы кулоновского поршня в процессе разлета остаются нерелятивистскими, т.е. при  $\zeta_0 < 1$ , если кинематический параметр  $\mu$  существенно превышает единицу. В качестве иллюстрации этого утверждения ниже приводятся зависимости, показывающие динамику разлета ионов именно для такой ситуации, отвечающей  $\mu = 5$  и  $\zeta_0 = 0.2$ , что соответствует  $\alpha = 2$ . На рис.3,а видно, что за время  $t \simeq 15$  более 90% ионов примеси оказывается за границей кулоновского поршня, причем максимальное значение энергии, как следует из

рис.4, при  $t = 24$  примерно в 2.5 раза превышает  $Mc^2$ , что достаточно близко к максимально возможной энергии  $3Mc^2$  для параметра  $\alpha = 2$ . При этом относительная ширина разброса по энергии ускоренных ионов ( $\Delta\epsilon/\epsilon_{\max}$ ) при  $t = 24$ , т.е. к моменту, когда ускорение ионов практически закончено, составляет  $\sim 0.2$  (см. рис.4,б). Сопоставление ширины разброса по энергии  $\Delta\epsilon$  с характерным масштабом  $\Delta r$  пространственной локализации ускоренных ионов примеси в соответствии с рис.4,а и рис.3,б дает  $\Delta r/r_0 \sim 2$ , т.е. ускоренные ионы локализованы в узком шаровом слое с толщиной порядка диаметра взрывающегося кластера, что позволяет говорить о квазиодноэнергетическом пространственно-локализованном распределении ускоренных ионов. Пересечение ионных траекторий, которое реализуется уже на малых временах, в безразмер-

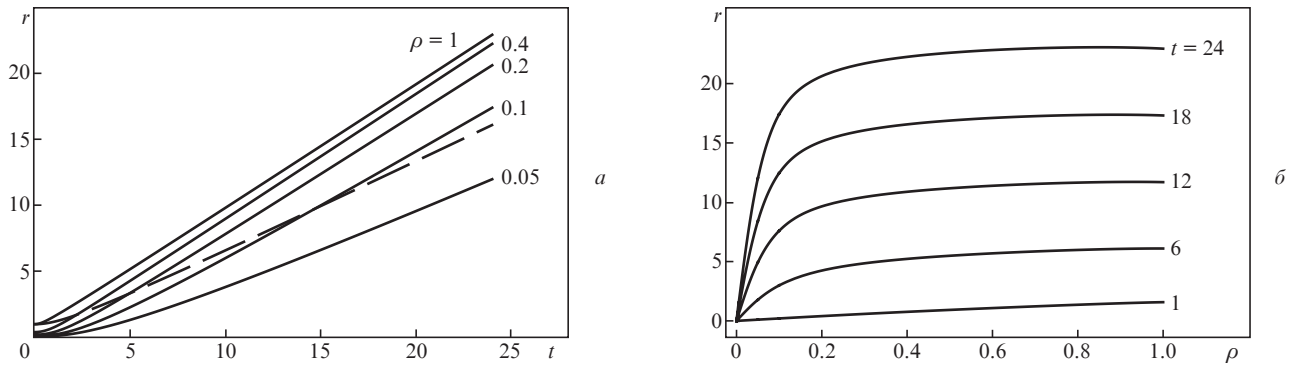


Рис.3. Зависимости эйлеровой координаты  $r$  ионов примеси от времени  $t$  для начальной координаты  $\rho = 0.05, 0.1, 0.2, 0.4, 1$  (штриховой кривой представлено положение кулоновского поршня) (а) и зависимости координаты  $r$  от  $\rho$  в моменты времени  $t = 1, 6, 12, 18, 24$  (б) при  $\mu = 5$  и  $\zeta_0 = 0.2$ .

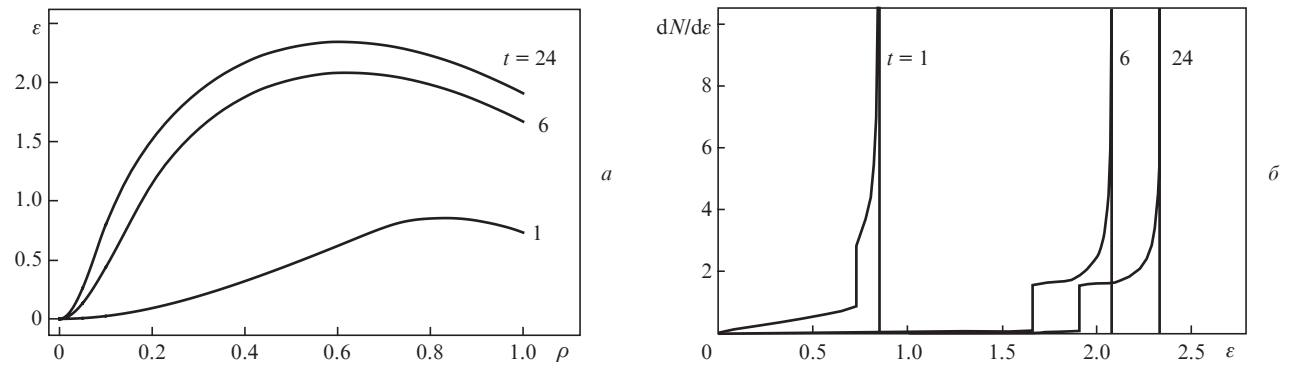


Рис.4. Зависимости энергии  $\epsilon$  ионов примеси от  $\rho$  (а) и энергетические спектры  $dN/d\epsilon$  ионов примеси (б) в моменты времени  $t = 1, 6, 24$  при  $\mu = 5$  и  $\zeta_0 = 0.2$ .

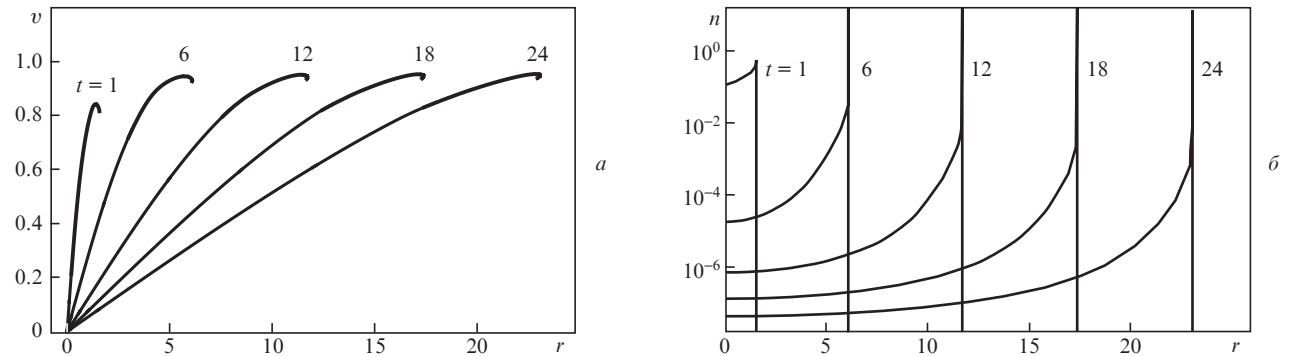


Рис.5. Пространственные распределения скорости  $v$  (а) и концентрации  $n$  (б) ионов примеси в моменты времени  $t = 1, 6, 12, 18, 24$  при  $\mu = 5$  и  $\zeta_0 = 0.2$ .

ном виде порядка нескольких единиц, и которое явно прослеживается на пространственных распределениях скорости ионов (рис.5,а), приводит к формированию скачка в распределении концентрации примесных ионов с бесконечным максимумом на внешней границе, как хорошо видно на рис.5,б.

## 5. Требование к эксперименту

Как следует из оценок, приведенных в разд.2, для реализации механизма РКВ требуется выполнить несколько условий как для характеристик лазерной системы, так и для параметров кластерной мишени. Чтобы удалить электроны кластера, необходима максимально возможная интенсивность лазерного излучения, не ниже  $(2-4) \times 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>. Для параметров установки XCELS это достигается фокусировкой излучения в пятно с размерами  $D_f = 4-8$  мкм. При этом кластер должен целиком находиться в области пятна фокусировки как в однопучковой геометрии, так и при использовании облучения кластера лазерными пучками одновременно с нескольких сторон. Условие жесткой фиксации положения мишени требует подхода, который отличен от стандартного, использующего для кластеров малых размеров с радиусами 10–100 нм их подачу из газового сопла. Для получения релятивистских ионов следует использовать в РКВ большие (микронного размера) кластеры. В этом случае потребуется отработать способ доставки мишени в область фокального пятна, например, с использованием свободного падения микрокапель. При этом достижение предельных энергий ускоряемых частиц обуславливает запрос на создание технологии получения капель из жидкого водорода. Для мишеней сложного состава требования на точность фокусировки более мягкие, поскольку характерный размер кластера составляет порядка десятых долей микрометра и можно использовать кластерный газ. Наряду с условием большой интенсивности излучения лазера требуется выдержать жесткие ограничения на контраст лазерного импульса, который должен составлять не менее  $10^{-10}$  на пикосекундном интервале времени, чтобы избежать разрушения кластера.

## 6. Заключение

Исследовано релятивистское ускорение ионов при КВ мишеней в виде сферической микроплазмы (кластеров), состоящих либо из ионов одного сорта, либо из легких (примесных) ионов и основных тяжелых ионов. Такое ускорение возможно при облучении фемтосекундным лазерным импульсом ультрарелятивистской интенсивности (выше  $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>), реализуемой в установке XCELS, достаточно крупных мишеней микронного размера, существенно превосходящих по размеру стандартные кластеры, образующиеся при адиабатическом истечении газовых струй в вакуум. Указанная интенсивность достаточна для ионизации даже нижних оболочек атомов мишени и обеспечивает как высокий заряд кластера, т. е. большой запас освобождаемой кулоновской энергии, так и полное проникновение лазерного поля во весь объем создаваемой плазменной мишени. Представленное исследование позволяет предопределить характеристики ионов рекордных энергий, образующихся при кулоновском взрыве сферических микромишеней, и провести теоретическое сопровождение эксперимента с XCELS в однопучковом и

многопучковом вариантах. Для однородной мишени с одним сортом ионов, обеспечивающей рекордное число высокоэнергетичных частиц, при использовании нескольких лазерных пучков на установке XCELS можно ожидать ускорения ионов до энергий  $\sim Mc^2$ . Больших значений энергии ускоренных ионов (порядка нескольких  $Mc^2$ ) можно достигнуть даже в эксперименте с одним пучком, если использовать субмикронные мишени из двух сортов ионов (например, вода). Однако в этом случае нельзя рассчитывать на столь большое число ускоренных частиц, как при использовании нескольких лазерных пучков. Применительно к параметрам установки XCELS нами установлено, что примесные ионы релятивистской энергии могут получаться даже при «умеренном» заряде кластера (т. е. при сравнительно небольшом, субмикронном, его размере), когда «параметр релятивизма»  $\omega_L r_0/c$  оказывается меньше единицы.

Работа выполнена при частичной поддержке В.Ф.Ковалева Министерством науки и высшего образования РФ (государственное задание по теме № 122041100137-4).

1. Mourou G.A., Tajima T., Bulanov S.V. *Rev. Mod. Phys.*, **78**, 309 (2006).
2. Ramakrishna B., Murakami M., Borghesi M., Ehrwntraut L., Nickles P.V., Schnürer M., Steinke S., Psikal J., Tikhonchuk V., Ter-Avetisyan S. *Phys. Plasmas*, **17**, 083113 (2010).
3. Nishihara K., Amitani H., Murakami M., Bulanov S.V., Esirkepov T.Zh. *Nucl. Instrum. Methods A*, **464**, 98 (2001).
4. Kaplan A.E., Dubetsky B.Y., Shkolnikov P.L. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 143401 (2003).
5. Ковалев В.Ф., Быченков В.Ю. *ЖЭТФ*, **128**, 243 (2005) [*JETP*, **101** (2), 212 (2005)].
6. Kovalev V.F., Popov K.I., Bychenkov V.Yu., Rozmus W. *Phys. Plasmas*, **14**, 053103 (2007).
7. McPherson A., Luk T.S., Thompson B.D., Borisov A.B., Shiryayev O.B., Chen X., Boyer K., Rhodes C.K. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 1810 (1994).
8. Jahangiri F., Hashida M., Nagashima T., Tokita S., Hangyo M., Sakabe S. *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 261503 (2011).
9. Ditmire T., Tisch J.W.G., Springate E., Mason M.B., Hay N., Smith R.A., Marangos J., Hutchinson M.H.R. *Nature*, **386**, 54 (1997).
10. Ter-Avetisyan S., Ramakrishna B., Borghesi M., Doria D., Zepf M., Sarri G., Ehrentraut L., Andreev A., Nickles P.V., Steinke S., Sandner W., Schnürer M., Tikhonchuk V. *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 05150 (2011).
11. Быченков В.Ю., Тихончук В.Т., Толоконников С.В. *ЖЭТФ*, **115**, 2080 (1999) [*JETP*, **88** (6), 1137 (1999)].
12. Ter-Avetisyan S., Ramakrishna B., Prasad R., Borghesi M., Nickles P. V., Steinke S., Schnürer M., Popov K.I., Ramunno L., Zmitrenko N.V., Bychenkov V.Yu. *Phys. Plasmas*, **19** (7), 073112 (2012).
13. Bahk S.-W., Rousseau P., Planchon T.A., Chvykov V., Kalintchenko G., Maksimchuk A., Mourou G., Yanovsky V. *Opt. Lett.*, **29**, 2837 (2004).
14. Esirkepov T.Zh., Bingham R., Bulanov S., Honda T., Nishihara K., Pegoraro F. *Laser Part. Beams*, **18**, 503 (2000).
15. Буланов С.В., Вилкенс Я.Я., Есиркепов Т.Ж., Корн Г., Крафт Г., Крафт С.Д., Моллс М., Хорошков В.С. *УФН*, **184** (12), 1265 (2014) [*Phys. Usp.*, **57**, 1149 (2014)].
16. Крайнов В.П., Смирнов Б.М., Смирнов М.Б. *УФН*, **177** (9), 953 (2007) [*Phys. Usp.*, **50** (9), 907 (2007)].
17. Krainov V.P., Smirnov M.B. *Phys. Rep.*, **370**, 237 (2002).
18. Yanovsky V., Chvykov V., Kalintchenko G., Rousseau P., Planchon T., Matsuoka T., Maksimchuk A., Nees J., Cheriaux G., Mourou G., Krushelnick K. *Opt. Express*, **16**, 2109 (2008).
19. Быченков В.Ю., Ковалев В.Ф. *Письма в ЖЭТФ*, **94**, 101 (2011) [*JETP Lett.*, **94** (2), 97 (2011)].
20. Ковалев В.Ф., Быченков В.Ю., Андрияш А.В. *Физика плазмы*, **38** (11), 955 (2012) [*Plasma Phys. Rep.*, **38** (11), 879 (2012)].
21. Андрияш И.А., Быченков В.Ю., Ковалев В.Ф. *Письма в ЖЭТФ*, **87**, 720 (2008) [*JETP Lett.*, **87** (11), 623 (2008)].