

## КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

## К 100-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ И.Я. ПОМЕРАНЧУКА

## Критический заряд в сверхсильном магнитном поле

М.И. Высоцкий, С.И. Годунов

*Явление критического заряда в сверхсильных магнитных полях рассмотрено с учётом экранирования кулоновского потенциала и конечного размера ядра.*

PACS numbers: 03.65.Pm, 11.10.-z, 12.20.-m

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201402j.0206

## Содержание

1. Введение (206).
  2. Экранирование кулоновского потенциала в одномерном и трёхмерном пространствах (206).
  3. Уровни энергии электрона в модифицированном потенциале (207).  
3.1. Нерелятивистский подход. 3.2. Релятивистский подход.
  4. Конечный размер ядра и энергия основного уровня (209).
  5. Заключение (209).
- Список литературы (210).

## 1. Введение

Проблема критического заряда ядра впервые была рассмотрена в работе И.Я. Померанчука и Я.А. Смородинского [1]. Они обнаружили, что можно устранить особенность в решении уравнения Дирака для электрона в кулоновском поле. Эта особенность возникает при заряде ядра  $Z = 137$ , когда основной уровень энергии достигает значения  $\varepsilon_0 = 0$ . Если учесть конечный размер ядра, то решение уравнения Дирака существует и для больших  $Z$ , а энергия основного уровня становится отрицательной и понижается до тех пор, пока не достигнет нижнего континуума,  $\varepsilon_0 = -m_e$ , где  $m_e$  — масса

электрона. В работе [1] значение заряда ядра, при котором это происходит, было названо критическим. Согласно [1], в зависимости от радиуса ядра  $Z_{cr} = 175 - 200$ .

Физическая картина явления, происходящего при  $Z = Z_{cr} = 172$ , была установлена лишь спустя около 20 лет в работах [2–7]. Когда заряд водородоподобного иона достигает критического значения, из вакуума рождаются две  $e^+e^-$ -пары. Электроны занимают основной уровень атома, а позитроны становятся свободными.

Когда были получены результаты работы [1], И.Я. Померанчук с восторгом заметил: "Хорошо бы ударить ураном по урану!" (из воспоминаний Я.А. Смородинского [8]).

Возникает естественный вопрос: могут ли стать критическими ядра с меньшими зарядами  $Z$ , существующие в природе? Ответ на этот вопрос оказался утвердительным: во внешних магнитных полях<sup>1</sup>  $B > B_0 \equiv m_e^2/e$  даже ядра с умеренными  $Z$  являются критическими [9].

При дальнейшем возрастании  $B$  кулоновский потенциал экранируется радиационными поправками [10, 11]. В данной статье изучается, как это экранирование изменяет зависимость  $Z_{cr}$  от магнитного поля.

## 2. Экранирование кулоновского потенциала в одномерном и трёхмерном пространствах

Есть много схожего между радиационными поправками к кулоновскому потенциалу в трёх пространственных измерениях ( $d = 3$ ) в сильном внешнем магнитном поле и в одном пространственном измерении ( $d = 1$ ). Вот почему мы начинаем с рассмотрения более простой задачи: кулоновский потенциал при  $d = 1$  [12].

Рассмотрим квантовую электродинамику (КЭД) в пространстве размерностью  $1 + 1$  с массивными заряженными фермионами. Электрический потенциал точечного заряда с учётом поляризационных эффектов (рис. 1) имеет вид

$$\Phi(k) = -\frac{4\pi g}{k^2 + \Pi(k^2)}, \quad (1)$$

**М.И. Высоцкий.** Государственный научный центр Российской Федерации "Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова", ул. Б. Черёмушкинская 25, 117218 Москва, Российская Федерация. E-mail: vysotsky@itep.ru  
Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова 2, 630090 Новосибирск, Российская Федерация; Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Каширское шоссе 31, 115409 Москва, Российская Федерация; Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер. 9, 141700, Долгопрудный, Московская область, Российская Федерация  
**С.И. Годунов.** Государственный научный центр Российской Федерации "Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова", ул. Б. Черёмушкинская 25, 117218 Москва, Российская Федерация. E-mail: sgodunov@itep.ru  
Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова 2, 630090 Новосибирск, Российская Федерация

Статья поступила 4 декабря 2013 г.

<sup>1</sup> Мы используем гауссову систему единиц,  $e^2 = \alpha = 1/137,0359\dots$

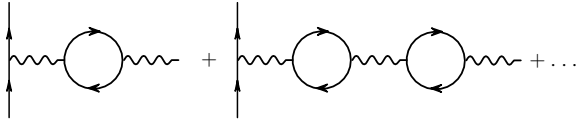


Рис. 1. "Одевание" фотонного пропагатора.

где  $\Pi(k^2)$  — однопетлевое выражение для поляризаационного оператора фотона:

$$\Pi(k^2) = 4g^2 \left[ \frac{1}{\sqrt{t(1+t)}} \ln(\sqrt{1+t} + \sqrt{t}) - 1 \right] \equiv -4g^2 P(t), \quad (2)$$

$t \equiv -k^2/4m^2$ , а  $g$  имеет размерность массы.

В координатном представлении для  $k = (0, k_{\parallel})$  получаем

$$\Phi(z) = 4\pi g \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(ik_{\parallel}z) dk_{\parallel}/(2\pi)}{k_{\parallel}^2 + 4g^2 P[k_{\parallel}^2/(4m^2)]}. \quad (3)$$

С помощью интерполяционной формулы

$$\bar{P}(t) = \frac{2t}{3+2t}, \quad (4)$$

точность которой лучше 10% в интервале  $0 < t < \infty$ , находим

$$\begin{aligned} \Phi &= 4\pi g \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(ik_{\parallel}z) dk_{\parallel}/(2\pi)}{k_{\parallel}^2 + 4g^2 [k_{\parallel}^2/(2m^2)]/[3 + k_{\parallel}^2/(2m^2)]} = \\ &= \frac{4\pi g}{1 + 2g^2/(3m^2)} \left[ -\frac{1}{2} |z| + \frac{g^2/(3m^2)}{\sqrt{6m^2 + 4g^2}} \times \right. \\ &\quad \left. \times \exp(-\sqrt{6m^2 + 4g^2} |z|) \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

В случае тяжёлых фермионов ( $m \gg g$ ) потенциал задаётся древесным выражением; поправки подавлены как  $g^2/m^2$ .

В случае лёгких фермионов ( $m \ll g$ )

$$\Phi(z)|_{m \ll g} = \begin{cases} \pi \exp(-2g|z|), & z \ll \frac{1}{g} \ln \frac{g}{m}, \\ -2\pi g \frac{3m^2}{2g^2} |z|, & z \gg \frac{1}{g} \ln \frac{g}{m}. \end{cases} \quad (6)$$

Безмассовый случай ( $m = 0$ ) соответствует модели Швингера: фотон получает массу за счёт поляризаационного оператора с безмассовыми фермионами. Лёгкие фермионы делают непрерывным переход от случая тяжёлых фермионов,  $m > g$ , к случаю безмассовых фермионов,  $m = 0$ .

Чтобы получить выражение для кулоновского потенциала в случае  $d = 3$  в сильном магнитном поле, необходимо выражение для поляризаационного оператора во внешнем магнитном поле  $B$ . Это выражение заметно упрощается для полей  $B \gg B_0 \equiv m_c^2/e$ . В работах [10, 11] был получен следующий результат:

$$\Phi(k) = \frac{4\pi e}{k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2 + (2e^3 B/\pi) \exp[-k_{\perp}^2/(2eB)] P(k_{\parallel}^2/(4m_c^2))}, \quad (7)$$

где  $P$  то же, что и в случае  $d = 1$ . Возникает естественный вопрос: не усилены ли двухпетлевые поправки как  $(e^3 B)^2$ ? Согласно работе [14], двухпетлевые поправки малы, а

физическая причина их малости заключается в обнулении высших петель в  $(d = 1)$ -КЭД с безмассовыми фермионами (см., например, [15]).

В координатном представлении при  $\rho = 0$  (где  $\rho$  — координата в поперечном магнитном поле направления) получаем

$$\begin{aligned} \Phi(z) &= 4\pi e \int \frac{\exp(ik_{\parallel}z) dk_{\parallel} d^2 k_{\perp}}{(2\pi)^3} \times \\ &\times \left[ k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2 + \frac{2e^3 B}{\pi} \exp\left(-\frac{k_{\perp}^2}{2eB}\right) \frac{k_{\parallel}^2/(2m_c^2)}{3 + k_{\parallel}^2/(2m_c^2)} \right]^{-1} = \\ &= \frac{e}{|z|} \left[ 1 - \exp\left(-\sqrt{6m_c^2} |z|\right) + \exp\left(-\sqrt{\frac{2}{\pi}} e^3 B + 6m_c^2 |z|\right) \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

При  $B \ll 3\pi m_c^2/e^3$  потенциал является кулоновским с точностью до малых поправок:

$$\Phi(z)|_{e^3 B \ll m_c^2} = \frac{e}{|z|} \left[ 1 + O\left(\frac{e^3 B}{m_c^2}\right) \right], \quad (9)$$

в полном соответствии с таковым в одномерном случае ( $d = 1$ ), где роль  $e^3 B$  играет  $g^2$ .

В случае сверхсильных магнитных полей,  $B \gg 3\pi m_c^2/e^3$ , находим

$$\begin{aligned} \Phi(z) &= \\ &= \begin{cases} \frac{e}{|z|} \exp\left(-|z| \sqrt{\frac{2e^3 B}{\pi}}\right), & \frac{1}{\sqrt{2e^3 B/\pi}} \ln \sqrt{\frac{e^3 B}{3\pi m_c^2}} > |z| > \frac{1}{\sqrt{eB}}, \\ \frac{e}{|z|} \left[ 1 - \exp\left(-|z| \sqrt{6m_c^2}\right) \right], & \frac{1}{m_c} > |z| > \frac{1}{\sqrt{2e^3 B/\pi}} \ln \sqrt{\frac{e^3 B}{3\pi m_c^2}}, \\ \frac{e}{|z|}, & |z| > \frac{1}{m_c}. \end{cases} \end{aligned} \quad (10)$$

Потенциальная энергия электрона в модифицированном потенциале,  $V(z) = -e\Phi(z)$ , приведена на рис. 2.

### 3. Уровни энергии электрона в модифицированном потенциале

#### 3.1. Нерелятивистский подход

Уровни энергии чётных состояний атома водорода в сильном магнитном поле определяет следующее уравнение [13]:

$$\begin{aligned} \ln \frac{B}{m_c^2 e^3 + e^6 B/(3\pi)} &= \lambda + 2 \ln \lambda + 2\psi\left(1 - \frac{1}{\lambda}\right) + \\ &+ \ln 2 + 4\gamma + \psi(1 + |m|), \end{aligned} \quad (11)$$

где  $\gamma$  — постоянная Эйлера,  $\psi(x)$  — логарифмическая производная гамма-функции,  $m$  — проекция орбитального момента электрона на направление магнитного поля,  $m = 0, -1, -2, \dots$ , а энергия связи определяется  $\lambda$ :

$$E \equiv -\frac{m_c e^4}{2} \lambda^2. \quad (12)$$

Аналогичное уравнение без учёта экранирования получено в [16, 17] (см. также обзор [18]).

В пределе  $B \gg 3\pi m_c^2/e^3$  для энергии основного уровня мы получаем

$$\lambda_{\text{gr}} \rightarrow 11,2, \quad E_{\text{gr}} \rightarrow -1,7 \text{ кэВ}. \quad (13)$$

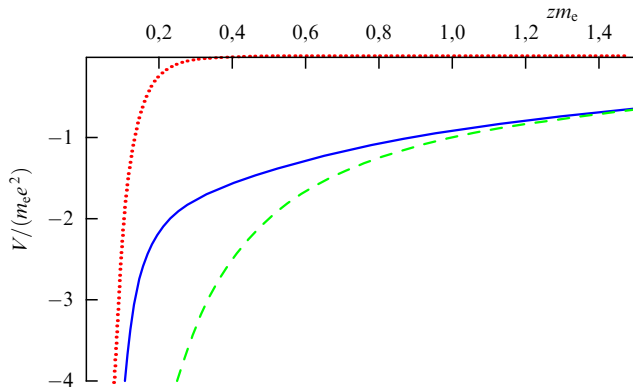


Рис. 2. Экранированный потенциал вдоль магнитного поля ( $\rho = 0$ ) при  $B = 5 \times 10^4 B_0$ . Штриховая кривая соответствует кулоновскому потенциалу, сплошная — экранированному потенциалу; пунктирной кривой показано асимптотическое поведение модифицированного потенциала на малых расстояниях.

Замерзание основного уровня в пределе  $B \rightarrow \infty$  было обнаружено Шабаром и Усовым [10, 11].

### 3.2. Релятивистский подход

Без учёта экранирования задача была решена в рамках уравнения Дирака в работе [9]. Будем следовать этой работе.

Биспинор электрона, находящегося на нижнем уровне Ландау, имеет вид

$$\psi_e = \begin{pmatrix} \varphi_e \\ \chi_e \end{pmatrix}, \quad \varphi_e = \begin{pmatrix} 0 \\ g(z) \exp\left(-\frac{\rho^2}{4a_H^2}\right) \end{pmatrix}, \quad (14)$$

$$\chi_e = \begin{pmatrix} 0 \\ i f(z) \exp\left(-\frac{\rho^2}{4a_H^2}\right) \end{pmatrix}.$$

Уравнение Дирака

$$[\boldsymbol{\alpha}(\mathbf{p} - e\mathbf{A}) + V + \beta m_e] \psi_e = \varepsilon \psi_e, \quad (15)$$

преобразуется в следующие уравнения:

$$\begin{cases} g_z - (\varepsilon + m_e - \bar{V})f = 0, \\ f_z + (\varepsilon - m_e - \bar{V})g = 0, \end{cases} \quad (16)$$

где  $g_z \equiv dg/dz$ ,  $f_z \equiv df/dz$ . Система уравнений (16) описывает движение электрона в эффективном потенциале  $\bar{V}(z)$  (усреднённом по быстрому поперечному движению):

$$\bar{V}(z) = -\frac{Ze^2}{a_H^2} \int_0^\infty \frac{\exp[-\rho^2/(2a_H^2)]}{\sqrt{\rho^2 + z^2}} \rho d\rho. \quad (17)$$

На расстояниях  $z \gg a_H$  формула (17) заметно упрощается, и мы получаем  $\bar{V} \approx -Ze^2/|z|$ . Решение системы (16) для  $\bar{V} = -Ze^2/|z|$  хорошо известно — оно является линейной комбинацией функций Уиттекера (см. подробности в [9]).

Решение на малых расстояниях было найдено в [9] в пределе  $\bar{V}(z) \gg 2m_e$ , т.е.  $|z| \ll Ze^2/(2m_e)$ . Таким образом, для неэкранированного потенциала в полях с напряжён-

ностью  $B \gg B_0/(Ze^2)^2$  существует область сшивания,  $a_H \ll |z| \ll Ze^2/2m_e$ .

Посредством сшивания решений, справедливых на больших и малых расстояниях, в работе [9] было получено уравнение для уровней энергии электрона в кулоновском поле ядра с зарядом  $Z$  во внешнем магнитном поле  $B$ . Это уравнение позволяет найти магнитное поле  $B_{cr}$ , при котором ионы с зарядом  $Z$  становятся критическими, т.е. энергия основного уровня достигает нижнего континуума,  $\varepsilon_0 = -m_e$ :

$$\frac{B_{cr}}{B_0} = 2(Ze^2)^2 \exp\left[-\gamma + \frac{\pi - 2 \arg \Gamma(1 + 2iZe^2)}{Ze^2}\right], \quad (18)$$

где  $\Gamma(\dots)$  — гамма-функция. Согласно формуле (18) уран становится критическим при  $B \approx 10^2 B_0$ , а в более сильных полях даже ионы с меньшими  $Z$  являются критическими.

Для того чтобы учесть экранирование, нужно вместо (17) использовать формулу:

$$\bar{V}(z) = -\frac{Ze^2}{a_H^2} \left[ 1 - \exp\left(-\sqrt{6m_e^2}|z|\right) + \exp\left(-\sqrt{\frac{2}{\pi}} e^3 B + 6m_e^2|z|\right) \right] \int_0^\infty \frac{\exp(-\rho^2/2a_H^2)}{\sqrt{\rho^2 + z^2}} \rho d\rho. \quad (19)$$

Видно, что экранированный потенциал асимптотически описывается как  $\bar{V} = -Ze^2/|z|$  только на больших расстояниях,  $|z| \gg 1/m_e$ . Поэтому нельзя сшить два решения, как это было сделано в работе [9], поскольку решение на малых расстояниях справедливо только при  $|z| < Ze^2/m_e$ . В связи с этим аналитическое уравнение для основного уровня энергии в экранированном потенциале нами не получено.

Мы решили эту задачу численно. Следуя [6], сведём уравнение Дирака к эффективному уравнению Шрёдингера:

$$\frac{d^2 \chi}{dz^2} + 2m_e(E - U)\chi = 0, \quad (20)$$

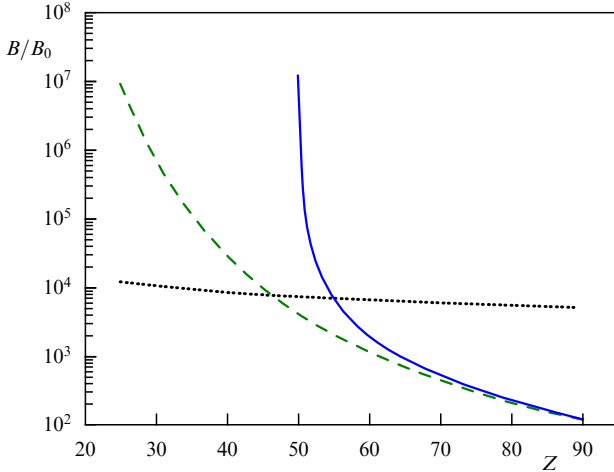
$$E = \frac{\varepsilon^2 - m_e^2}{2m_e},$$

$$U = \frac{\varepsilon}{m_e} \bar{V} - \frac{1}{2m_e} \bar{V}^2 + \frac{\bar{V}''}{4m_e(\varepsilon + m_e - \bar{V})} + \frac{3/8(\bar{V}')^2}{m_e(\varepsilon + m_e - \bar{V})^2}.$$

Для  $B \ll B_0$  релятивистские поправки малы, а энергия связи,  $E \approx \varepsilon - m_e$ , определяется нерелятивистским уравнением. Однако при  $B \gg B_0$  релятивистские поправки возрастают как степени  $B/B_0$  и поправочные члены имеют разные знаки. Это заметно усложняет численные расчёты.

Было найдено, что для атома водорода релятивистские поправки к энергии малы даже для очень сильных полей и значение энергии замерзания практически не меняется. Мы также рассмотрели ионы с большими  $Z$  и обнаружили эффект замерзания в релятивистской области энергий. Например, энергия основного уровня для ионов с  $Z = 40$  "замерзает" при  $\varepsilon_0 \approx -m_e/2$ .

Замерзание основного уровня энергии является крайне важным для определения критического заряда ядра. Мы обнаружили, что ионы с  $Z < 50$  никогда не становятся критическими, и вычислили значения критических магнитных полей  $B_{cr}$  для ионов с большими  $Z$ .



**Рис. 3.** Критическое магнитное поле в единицах  $B_0$ . Штриховая кривая соответствует формуле (18), полученной в [9], сплошная кривая — численным результатам с учётом экранирования, согласно [19]. Пунктирная прямая соответствует магнитному полю, при котором радиус Ландау  $a_H$  становится меньше размера ядра.

Эти результаты представлены на рис. 3. Ионы с  $Z \lesssim 55$  становятся критическими в таких сильных магнитных полях, в которых  $a_H$  оказывается меньше размера ядра. Поэтому для корректного рассмотрения необходимо учесть конечный размер ядра.

Без учёта экранирования магнитное поле  $B$  входит в (17) только посредством радиуса Ландау  $a_H \equiv 1/\sqrt{eB}$ . Когда  $a_H$  становится меньше размера ядра  $R$ , необходимо  $a_H$  заменить величиной  $R$ . Это означает, что искомый спектр совпадает со спектром в магнитном поле  $B = 1/(eR^2)$ , которое соответствует  $a_H = R$ .

Однако магнитное поле  $B$  непосредственно возникает в выражении для экранированного потенциала (19). Поэтому при учёте экранирования необходимо специальное рассмотрение эффекта конечного размера ядра.

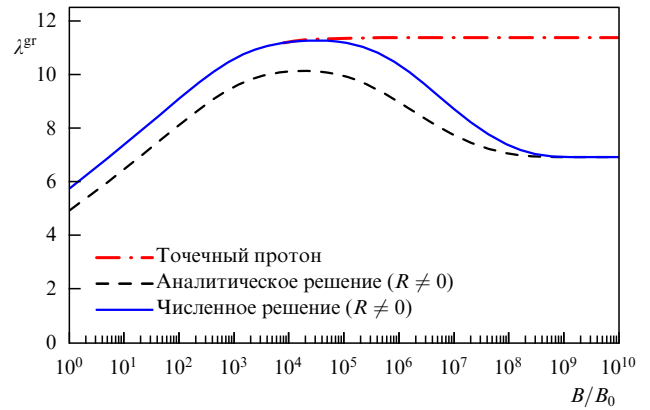
#### 4. Конечный размер ядра и энергия основного уровня

Формула для экранированного кулоновского потенциала в трёхмерном случае пока не получена, и распределение электрического заряда внутри ядра в таком сильном магнитном поле тоже неизвестно. Таким образом, пока нельзя получить аналитическое выражение для потенциала ядра конечного размера. Однако мы получили приближённую формулу для потенциала вдоль магнитного поля (см. подробности в [20]), которая в случае  $Z = 1$  (водород) имеет следующий вид:

$$\Phi(z) = \begin{cases} \frac{e}{|z|} \left[ 1 - \exp\left(-|z|\sqrt{6m_e^2}\right) + h(R) \exp(-\mu|z|) \right], & |z| \geq R, \\ \frac{e}{R} \left[ 1 - \exp\left(-R\sqrt{6m_e^2}\right) + h(|z|) \exp(-\mu R) \right], & |z| < R, \end{cases} \quad (21)$$

где  $h(|z|)$  определяется распределением заряда внутри ядра,  $\mu \equiv \sqrt{6m_e^2 + (2e^3B/\pi)}$ , а  $R = 0,877$  фм — зарядовый радиус протона.

Формула (21) позволяет нам вывести приближённую нерелятивистскую формулу для уровней энергии атома



**Рис. 4.** Зависимость  $\lambda^{gr}$  атома водорода от магнитного поля. Штрихпунктирная кривая соответствует точечному протону, штриховая кривая — аналитической формуле (22) для  $h(|z|) = 1$ , сплошная кривая — численному решению при  $h(|z|) = 1$ .

водорода, аналогичную (11):

$$\ln \frac{a_B}{\sqrt{R^2 + a_H^2}} - E_1\left(\sqrt{R^2 + a_H^2}\sqrt{6m_e^2}\right) + h(R)E_1\left(\mu\sqrt{R^2 + a_H^2}\right) = \frac{\lambda}{2} + \ln \lambda + \psi\left(1 - \frac{1}{\lambda}\right) + 2\gamma + \ln 2, \quad (22)$$

где  $a_B \equiv 1/(m_e\alpha)$  — радиус Бора,  $\lambda$  определяет энергию связи,  $E \equiv -(m_e e^4/2)\lambda^2$ ,

$$E_1(x) \equiv \int_x^\infty \frac{\exp(-t)}{t} dt. \quad (23)$$

Согласно уравнению (22), в пределе  $B \rightarrow \infty$   $\lambda = 6,9$ , что отличается от значения  $\lambda = 11,2$ , полученного в приближении точечного протона. Зависимость  $\lambda^{gr}$  (соответствующая основному уровню энергии) от магнитного поля для  $h(|z|) = 1$  показана<sup>2</sup> на рис. 4. Видно, как основной уровень энергии повышается (а энергия связи уменьшается) до тех пор, пока не достигает конечной энергии замерзания. Этот эффект ещё более важен для тяжёлых ионов (рис. 5). Вследствие повышения основного уровня энергии ионы с  $Z = 60-210$  теряют критичность в достаточно сильном магнитном поле. Даже ионы с  $Z = 172$  перестают быть критическими при  $B/B_0 \gtrsim 2 \times 10^6$ , хотя являются критическими в отсутствие магнитного поля. При  $Z \approx 210$  энергия замерзания достигает нижнего континуума и ядра с  $Z > 210$  являются критическими независимо от величины магнитного поля. На рисунке 6 показана зависимость критического заряда ядра от магнитного поля.

#### 5. Заключение

Рассмотрено влияние экранирования и конечного размера ядра на уровни энергии водородоподобных ионов. Как экранирование, так и конечный размер ядра приводят к подъёму основного уровня энергии. Экранирование начинает проявляться при  $B \sim m_e^2/e^3 \approx 6 \times 10^{15}$  Гс

<sup>2</sup> Функция  $h(|z|) = 1$  была выбрана для простоты, однако было проверено, что другие распределения (например, для равномерно заряженной сферы) приводят к довольно близким результатам (см. подробности в [19]).

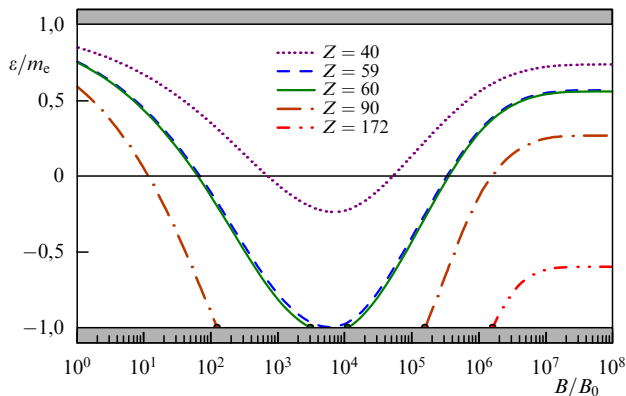


Рис. 5. Зависимость энергии основного уровня от магнитного поля для  $Z = 40, 59, 60, 90, 172$ . Соответствие между зарядами  $Z$  и кривыми указано в надписи на рисунке.

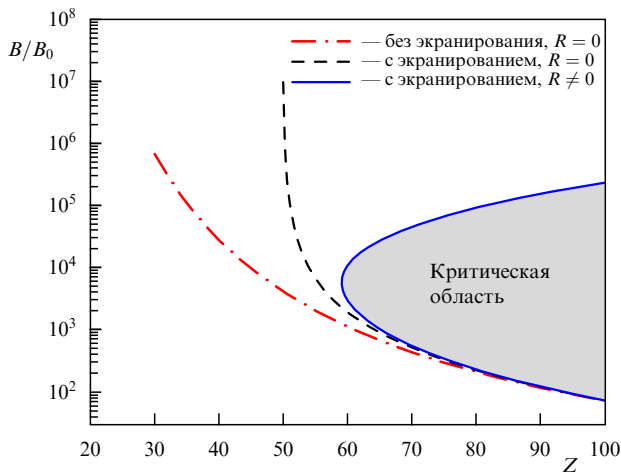


Рис. 6. Значения критического магнитного поля. Штрихпунктирная кривая соответствует формуле (18), штриховая кривая — численным результатам для экранированного потенциала точечного ядра, сплошная кривая — численным результатам с учётом как экранирования, так и конечного размера ядра.

и приводит к замерзанию основного уровня энергии. Влияние конечного размера ядра  $R$  становится заметным при  $B \sim 1/(eR^2) = 10^{17} - 10^{18}$  Гс, и основной уровень энергии начинает повышаться и поднимается до тех пор, пока не достигнет конечной энергии замерзания при  $B \sim 1/(e^3 R^2) = 10^{19} - 10^{20}$  Гс.

Зависимость энергии основного уровня от магнитного поля была получена аналитически в рамках нереля-

тивистского подхода и численно с помощью решения уравнения Дирака. Основной результат, который состоит в вычислении критического заряда ядра в магнитном поле, представлен на рис. 6.

Обсуждаемые эффекты проявляются только в сверхсильных магнитных полях, до сих пор не обнаруженных в природе. Отметим, что рассмотрение такого асимптотического поведения соответствует духу работ Исаака Яковлевича Померанчука. Согласно Я.А. Смородинскому [8], изучение асимптотического поведения различных величин являлось подходом И.Я. Померанчука к физике (очень низкие температуры, очень высокие энергии).

Авторы благодарят за поддержку РФФИ (гранты 11-02-00441, 12-02-00193) и правительство Российской Федерации (контракты 11.G34.31.0047, NSh-3172.2012.2).

## Список литературы

1. Pomeranchuk I, Smorodinsky J J. *Phys. USSR* **9** 97 (1945)
2. Герштейн С С, Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **57** 654 (1969) [Gershtein S S, Zel'dovich Ya B *Sov. Phys. JETP* **30** 358 (1970)]
3. Gershtein S S, Zel'dovich Ya B *Lett. Nuovo Cimento* **1** 835 (1969)
4. Попов В С *Письма в ЖЭТФ* **11** 254 (1970) [Popov V S *JETP Lett.* **11** 162 (1970)]
5. Попов В С *ЖЭТФ* **59** 965 (1970) [Popov V S *Sov. Phys. JETP* **32** 526 (1971)]
6. Зельдович Я Б, Попов В С *УФН* **105** 403 (1971) [Zeldovich Ya B, Popov V S *Sov. Phys. Usp.* **14** 673 (1972)]
7. Попов В С *ЯФ* **14** 458 (1971) [Popov V S *Sov. J. Nucl. Phys.* **14** 257 (1972)]
8. Окунь Л Б (Отв. ред.) *Воспоминания о И.Я. Померанчуке* (Сер. "Ученые СССР. Очерки, воспоминания, материалы") (М.: Наука, 1988)
9. Ораевский В Н, Рез А И, Семикоз В Б *ЖЭТФ* **72** 820 (1977) [Oravskii V N, Rex A I, Semikoz V B *Sov. Phys. JETP* **45** 428 (1977)]
10. Shabad A E, Usov V V *Phys. Rev. Lett.* **98** 180403 (2007)
11. Shabad A E, Usov V V *Phys. Rev. D* **77** 025001 (2008)
12. Vysotsky M I *Письма в ЖЭТФ* **92** 22 (2010) [*JETP Lett.* **92** 15 (2010)]
13. Mchet V, Vysotsky M I *Phys. Rev. D* **83** 025022 (2011)
14. Годунов С И *ЯФ* **76** 955 (2013) [Godunov S I *Phys. Atom. Nucl.* **76** 901 (2013)]
15. Берестецкий В Б, в сб. *Материалы 9-й Зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц, 15–26 февраля 1974 г.* Ч. 3 (Л.: ЛИЯФ, 1974) с. 95
16. Карнаков Б М, Попов В С *ЖЭТФ* **124** 996 (2003) [Karnakov B M, Popov V S *JETP* **97** 890 (2003)]
17. Попов В С, Карнаков Б М *ЖЭТФ* **141** 5 (2012) [Popov V S, Karnakov B M *JETP* **114** 1 (2012)]
18. Попов В С, Карнаков Б М *УФН* **184** 227 (2014)
19. Godunov S I, Mchet V, Vysotsky M I *Phys. Rev. D* **85** 044058 (2012)
20. Godunov S I, Vysotsky M I *Phys. Rev. D* **87** 124035 (2013)

## Critical charge in a superstrong magnetic field

M.I. Vysotsky. Alikhanov Institute for Theoretical and Experimental Physics, Russian Federation State Scientific Center,

ul. B. Cherenushkinskaya 25, 117218 Moscow, Russian Federation. E-mail: vysotsky@itep.ru

Novosibirsk State University, ul. Pirogova 2, 630090 Novosibirsk, Russian Federation;

National Research Nuclear University "MEPhI", Kashirskoe shosse 31, 115409 Moscow, Russian Federation;

Moscow Institute of Physics and Technology, State University, Institutskii per. 9, 141700 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russian Federation

S.I. Godunov. Alikhanov Institute for Theoretical and Experimental Physics, Russian Federation State Scientific Center,

ul. B. Cherenushkinskaya 25, 117218 Moscow, Russian Federation. E-mail: sgodunov@itep.ru

Novosibirsk State University, ul. Pirogova 2, 630090 Novosibirsk, Russian Federation

The phenomenon of a critical charge in a superstrong magnetic field is discussed taking into account the screening of the Coulomb potential and the finite size of a nucleus.

PACS numbers: 03.65.Pm, **11.10.**–z, **12.20.**–m

Bibliography — 20 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **184** (2) 206–210 (2014)

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201402j.0206

Received 4 December 2013

*Physics – Uspekhi* **57** (2) (2014)