

04;12

Структура магнетронного разряда постоянного тока в неоне при различных полярностях электродной системы

© А.В. Сасин, С.Д. Вагнер, А.А. Платонов

Карельская государственная педагогическая академия,
185680 Петрозаводск, Россия
e-mail: sasin@kspu.karelia.ru

(Поступило в Редакцию 2 декабря 2009 г.)

Исследован разряд магнетронного типа постоянного тока в неоне при различных полярностях электродной системы. Обнаружено, что функция распределения электронов (ФРЭ) состоит из трех групп электронов: быстрых, ускоренных сильным полем прикатодного слоя; медленных, запертых в потенциальной яме, образованной полем объемного заряда, и промежуточных. Определена радиальная зависимость функции распределения запертых и промежуточных электронов. Обнаружено, что ФРЭ запертых электронов является максвелл-болцмановской, тогда как ФРЭ промежуточных соответствует диффузии электронов при постоянной полной энергии. Измеренные значения толщины катодного слоя зависят от полярности включения источника.

Введение

Причина широкого интереса к разрядам в скрещенных полях определяется прежде всего возможностью их применения в различных технических устройствах [1]. В частности, разряд в скрещенных полях широко используется для получения пленок [2]. Это обусловлено в основном возможностью получения высоких значений скорости распыления материала катода. Одной из частных конфигураций разряда в скрещенных полях является магнетронный разряд. Он интересен своей симметрией, которая делает его рассмотрение двумерным, способствует развитию относительно простой модели разряда и проведению сравнения модельных представлений с экспериментальными данными.

В большинстве известных нам работ отсутствует исследование влияния полярности электродной системы на характеристики разряда [3–5]. В работе [6] были выполнены измерения функции распределения электронов (ФРЭ) в разряде магнетронного типа при различной полярности подводимого напряжения к разрядной трубке, обнаружена зависимость распределения медленных электронов от полярности электродной системы, а также показано, что анодное падение потенциала является отрицательным. Однако подробного исследования этих явлений не проведено. Следует отметить, что одной из экспериментальных трудностей является нестабильность горения разряда. Так, например, при смене полярности электродной системы, одних и тех же разрядных условиях разряд терял устойчивость или не зажигался. Кроме теоретического интереса исследование данного типа разряда при различных полярностях электродной системы имеет значение для выбора условий устройств для получения различных тонких покрытий [7].

Целью настоящей работы является изучение влияния полярности подводимого напряжения к разрядной трубке на характеристики магнетронного разряда.

При этом для исследования были использованы коаксиальные электроды с большим отношением радиусов. Это способствовало более сильному влиянию полярности электродной системы на характеристики разряда и позволяло получить достаточно большой плазменный объем.

Эксперимент

Для проведения исследования использовалась разрядная трубка (рис. 1), состоящая из двух коаксиальных электродов 4 и 5, торцевые части которых закрывались плоскими электродами 7, соединенными с внутренним электродом. Диаметр внешнего D_1 и внутреннего D_2 электродов — 60 и 3 мм соответственно. Длина цилиндрических электродов L составляла 86 мм. Разрядная трубка была помещена в однородное магнитное поле,

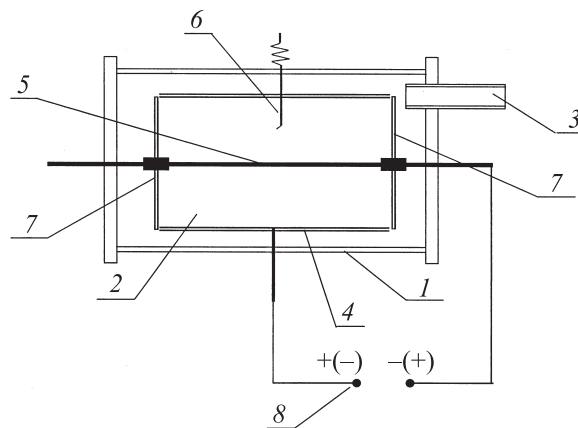


Рис. 1. Макет для исследования разряда: 1 — стеклянный баллон; 2 — разрядный промежуток; 3 — откачка; 4 — внешний электрод; 5 — внутренний электрод; 6 — подвижный зонд; 7 — боковые торцы (соединены с центральным электродом); 8 — источник тока.

направленное вдоль оси. В центре наружного цилиндрического электрода имелось отверстие, через которое в разрядный промежуток вводился подвижный цилиндрический зонд δ диаметром 0.2 и длиной 3 мм. Зонд был ориентирован перпендикулярно магнитному полю [8] и мог перемещаться в радиальном направлении. ФРЭ определялись с помощью формулы Дрюестейна [8] по измеренным вторым производным вольт-амперных зондовых характеристик. Измерения проводились в неоне при токе 15 мА, магнитном поле 15 мТл и давлении рабочего газа 0.56 Торг. Выбранные условия определялись возможностью получения стабильного разряда при различных полярностях электродной системы.

Радиальное распределение интегральной интенсивности излучения измерялось при помощи фотоэлектрической установки, в которой использовалась ПЗС-линейка. Сигнал поступал на линейку через световод, один из концов которого был установлен напротив щели в торцевой части центрального электрода.

Результаты и их обсуждение

Размеры исследуемого разряда соответствуют короткому тлеющему разряду постоянного тока, в котором не хватает места для образования положительного столба. При анализе экспериментальных данных воспользуемся аналогией [4] между исследуемым разрядом и коротким тлеющим разрядом без магнитного поля [9]. Так же как и разряд постоянного тока без магнитного поля [9], исследуемый разряд состоит из слоя объемного заряда и плазмы. Часто разделение короткого тлеющего разряда на области производится на основе визуальных наблюдений свечения. В таком случае исследуемый разряд разделяют на катодное темное пространство (КТП), отрицательное свечение (ОС) и фарадеево темное пространство (ФТП).

Как свечение, так и ионизация в ОС обусловлены быстрыми электронами, ускоренными сильным полем в прикатодном слое объемного заряда. При этом максимум их концентрации, а значит и максимум излучения в ОС, примерно совпадает с границей между плазмой и слоем. Таким образом, ОС разделяется на часть принадлежащую слою объемного заряда, и на плазменную часть. Быстрые электроны, проникая в плазму, производят в ней значительную нелокальную ионизацию, которая приводит к образованию пика электронной концентрации $n(L_{NG})$ вблизи того места, где быстрые электроны с энергией порядка 100 эВ становятся неотличимыми от основной массы плазменных электронов с энергией $kT_e \leq 1$ эВ [9]. Напряжение, приложенное к разрядному промежутку, при смене полярности изменяется на 25–30%. Поэтому длина ОС поперек магнитного поля, которая близка к максимальному пробегу электронов, испущенных катодом, l_{max} несколько зависит от полярности подводимого напряжения. На основании измеренных радиальных зависимостей интенсивности (рис. 2) и концентрации электронов она составляет

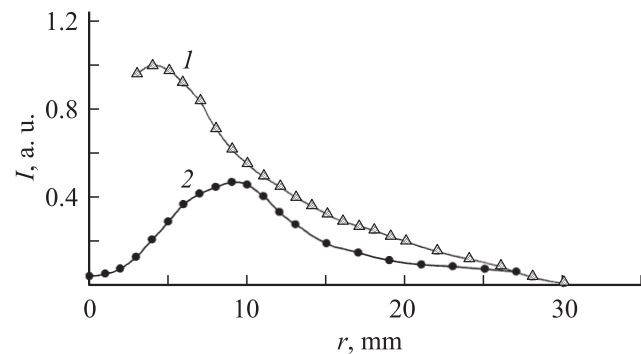


Рис. 2. Распределение интенсивности: 1 — ЦЭК; 2 — ЦЭА; r — отсчитывается от катода.

12–15 мм для случая, когда центральным электродом является катод (ЦЭК) и 14–17 мм для обратной полярности (ЦЭА). Отметим, что свечение в прианодной области разряда при ЦЭК связано и с наличием ОС вблизи торцевых частей.

Общая картина распределения потенциала в разряде [4,5] схематически представлена на рис. 3. Отсчет потенциала произведен от анода. Поля в плазме имеют величину порядка $1 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$. По этой причине масштаб в плазменной части на рис. 3 увеличен в 10 раз по сравнению с катодной областью. В случае ЦЭК торцевые части имеют одинаковый потенциал с катодом. Следовательно, электроны могут уходить из плазмы только в радиальном направлении.

Измеренные радиальные профили потенциала в плазме приведены на рис. 4. Наблюдается сильное различие в зависимости от полярности электродной системы. Характерной особенностью профиля, соответствующего случаю ЦЭА, является ясно выраженная эквипотенциальность основного объема плазмы. Профиль концентрации плазмы в этом случае также близок к плоскому почти во всем объеме плазмы. В случае ЦЭК потенциальная яма более глубокая, при этом эквипотенциальность плазмы отсутствует. В случае ЦЭА уход электронов возможен как в радиальном направлении, так и на торцы. Это приводит к более низким значениям концентрации электронов по сравнению с ЦЭК.

Так как почти во всем объеме плазмы основная часть электронов заперта в потенциальной яме, то их ФРЭ являются максвелл-больцмановскими. Высокая электронная теплопроводность обеспечивает постоянство электронной температуры T_e запертых электронов с малой энергией во всем объеме. Таким образом, концентрация плазмы связана с потенциалом соотношением Больцмана:

$$n(r) = n_0 \left(\frac{e\varphi(r, z)}{T_e} \right), \quad (1)$$

где n_0 — концентрация частиц в точке, где глубина потенциальной ямы является — максимальной. На рис. 5 пунктиром изображены профили концентрации, соответствующие (1). Заметные отклонения от эксперименталь-

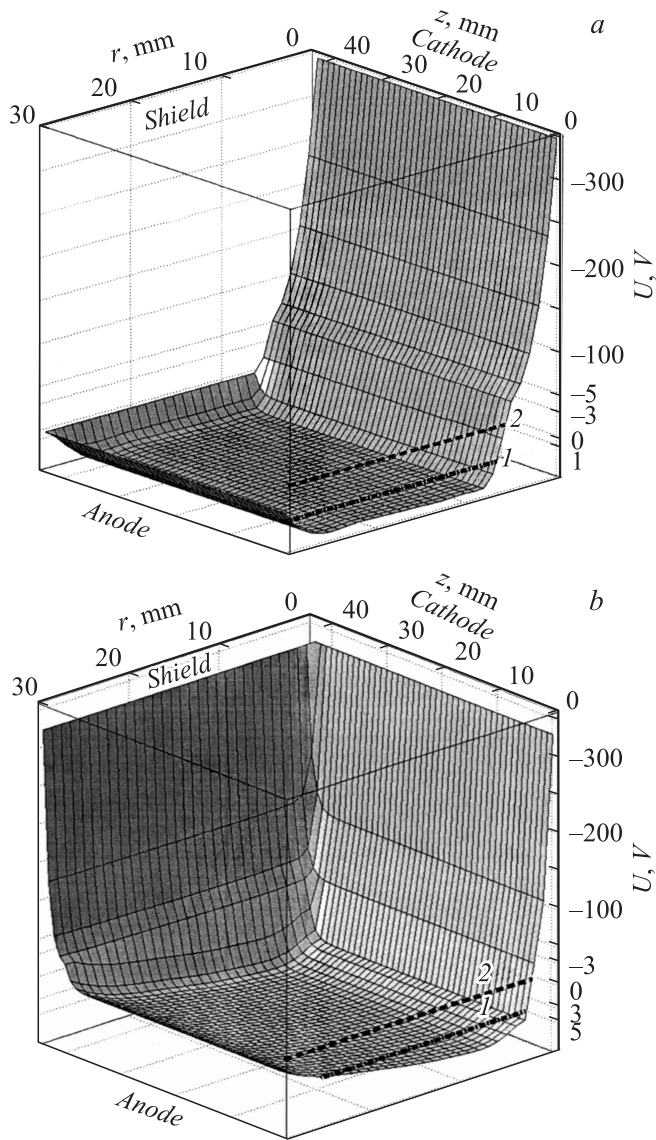


Рис. 3. Схематическое распределение потенциала в плазме разряда для ЦЭА (сверху) и ЦЭК; пунктир — линии, соответствующие энергиям зондовых измерений, приведенных на рис. 6.

ных кривых имеют место лишь на краях профиля $n(r)$. Они обусловлены тем фактом, что в этих областях велик вклад в концентрацию электронов из немаксвелловской области ФРЭ так называемых промежуточных [9].

При использованных значениях магнитного поля электронная подвижность намного больше ионной, которая не зависит от магнитного поля. В этом случае концентрация частиц плазмы определяется изотропным уравнением амбиполярной диффузии:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(D_a r \frac{dn}{dr} \right) = I(r, z), \quad (2)$$

где $D_a = D_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right)$, $I(r, z)$ — источник ионизации, r — текущее расстояние до центральной оси трубки.

Из проведенных выше рассуждений можно предположить, что в основном объеме плазмы, удаленном от катода на расстояние, превышающее максимальный пробег электронов, эмитированных катодом, l_{\max} , источник в уравнении (2) равен нулю.

Граничными условиями для (2) являются:

$$n(r_a) = 0;$$

$$n(r_k \pm l_{\max}) = n_0. \quad (3)$$

Здесь знак „+“ соответствует случаю ЦЭА, „-“ — ЦЭК.

Решением уравнения (2) с учетом граничных условий является:

$$n \sim \pm \ln \frac{r}{r_a}, \quad (4)$$

где r_a — радиус анода. Логарифмический участок профиля концентрации, изображенный штриховой линией, достаточно хорошо согласуется с экспериментом как для случая ЦЭК, так и для случая ЦЭА (см. рис. 5).

При профиле потенциала, изображенном на рис. 3, электронный ток на анод переносится „промежуточными“ электронами, энергия которых превосходит глубину потенциальной ямы. Для запертых электронов ФРЭ

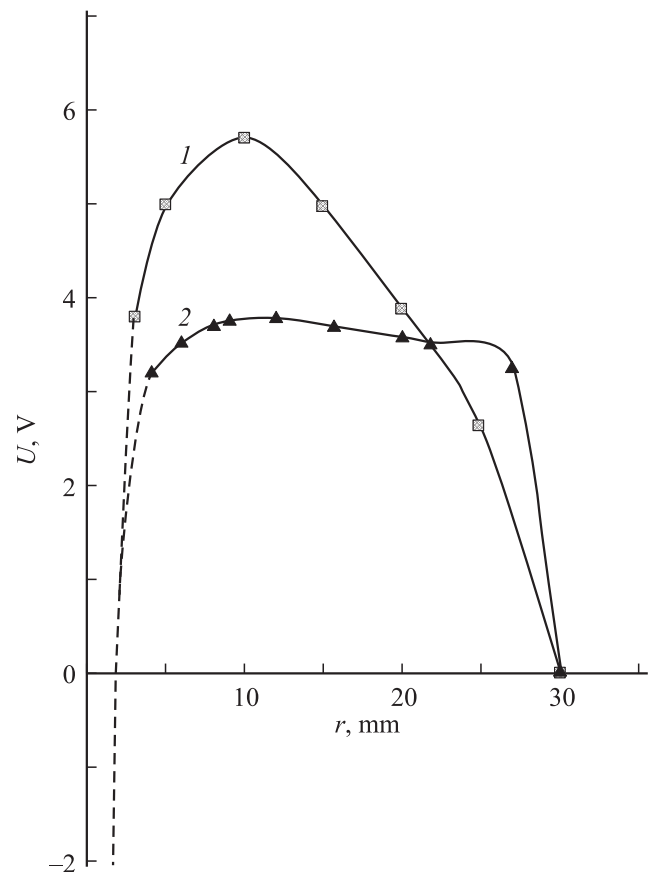


Рис. 4. Радиальное распределение потенциала: 1 — ЦЭК; 2 — ЦЭА; r — отсчитывается от катода.

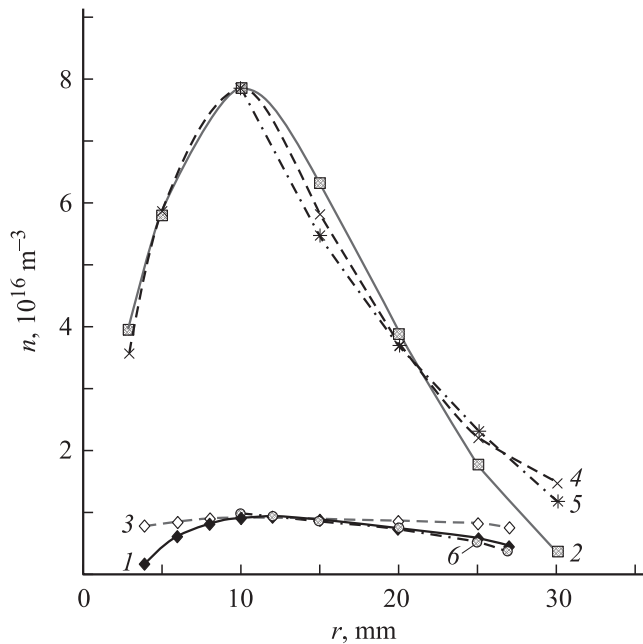


Рис. 5. Радиальное распределение концентрации: 1 — эксперимент ЦЭА; 2 — эксперимент ЦЭК; 3 — расчет по Больцману ЦЭА; 4 — расчет по Больцману ЦЭК; 5 — расчет по формуле (4) ЦЭК; 6 — расчет по формуле (4) ЦЭА; r — отсчитывается от катода.

$f_0(\varepsilon, r, z)$ является максвелл-больцмановской:

$$f_0 \sim \exp\left(\frac{e\varphi(r, z)}{T_e} - \frac{mv^2}{2T_e}\right) = \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T_e}\right). \quad (5)$$

Таким образом, ФРЭ запертых электронов зависит только от полной энергии $\varepsilon = \frac{mv^2}{2} - e\varphi$ и не зависит от пространственных координат. Этот факт убедительно иллюстрируют кривые 2 (для электронов с энергией 3 eV) на рис. 6. Что же касается промежуточных электронов, у которых полная энергия превышает глубину потенциальной ямы, то кинетическое уравнение для них вне отрицательного свечения имеет вид

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(D_e r \frac{\partial f_0}{\partial r} \right) = 0, \quad (6)$$

где $D_e(\varepsilon, r)$ — электронный коэффициент диффузии поперек магнитного поля при постоянной полной энергии ε . Граничное условие для (6) следующее:

$$f_0(\varepsilon, r = r_a) = 0. \quad (7)$$

С учетом (7) решением уравнения (6) является:

$$f_0(\varepsilon, r) \sim \pm \ln \frac{r}{r_a}. \quad (8)$$

Сопоставление измеренных ФРЭ промежуточных электронов (7 eV) с (5) приведено на рис. 6. Видно, что ФРЭ этих электронов зависит как от энергии ε , так и от r , и

довольно близка к (8). Этот же факт отмечался ранее в работе [6].

При значительном различии радиусов электродов толщина катодного слоя L_{sh} зависит от полярности электродов. Ее можно оценить по крайнему положению зонда, при котором фиксируется заметный электронный ток [4].

Рассчитаем толщину прикатодного слоя из уравнения Пуассона:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r, E) = \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad (9)$$

где E — напряженность электрического поля, ρ — объемная плотность положительного заряда. Решение этого уравнения для случая сильных полей, когда тепловым движением ионов можно пренебречь и их движение определяется перезарядкой, имеет вид:

$$E = \left[P - \frac{P(L_{sh} \pm r_k)^{3/2}}{r^{3/2}} \right]^{2/3}. \quad (10)$$

Знак „+“ соответствует случаю ЦЭК, „-“ — ЦЭА, r_k — радиус катода. Для неона — $P = 6.39 \cdot 10^7 \text{ (V/m)}^{3/2}$. Ионный ток принимался равным полному. Толщина слоя определялась из условия

$$\left| \int_{r_k}^{r_k \pm L_{sh}} E \cdot dr \right| = U. \quad (11)$$

Здесь U — измеренное напряжение на трубке.

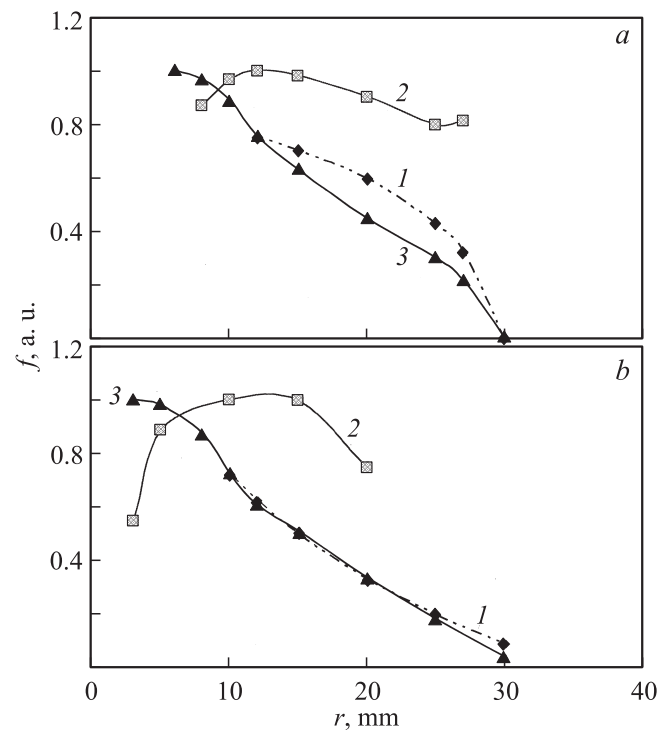


Рис. 6. Функции распределения электронов по радиусу (ФРЭ): a — ЦЭА; b — ЦЭК; 1 — расчет по формуле (8); 2 — для энергии 3 eV, 3 — для энергии 7 eV; r — отсчитывается от катода.

Расчеты дают следующие значения толщины катодного слоя. При ЦЭК $L_{sh} \sim 2.2$, при ЦЭА — ~ 2.6 mm. Экспериментальные значения, определенные из рис. 4, равны соответственно для ЦЭК $L_{sh} \sim 2.8$, для ЦЭА ~ 4 mm.

Заключение

Проведено исследование магнетронного разряда постоянного тока в неоне при различной полярности электродной системы. При обеих полярностях наблюдается потенциальная яма для электронов. Глубина этой ямы зависит от полярности электродов, в случае ЦЭК потенциальная яма более глубокая. При этой же полярности концентрация заряженных частиц также значительно больше, чем в случае ЦЭА.

Измеренные ФРЭ подтверждают наличие трех групп электронов:

- 1) быстрые электроны, определяющие размеры области ОС;
- 2) промежуточные электроны, обеспечивающие ток разряда;
- 3) медленные электроны, запертые в потенциальной яме в прианодной области.

Показано, что ФРЭ запертых электронов являются максвелл-больцмановскими и не зависят от пространственных координат. ФРЭ промежуточных электронов соответствуют диффузии при постоянной полной энергии с нулевым граничным условием на аноде.

Оценена толщина катодного слоя для обеих полярностей электродной системы. Расчетные данные согласуются с экспериментальными значениями.

В целом выполненные исследования подтверждают применимость теории короткого тлеющего разряда к разряду в скрещенных полях с коаксиальной геометрией электродов.

Авторы выражают благодарность Л.Д. Цендину и И.А. Чернову за обсуждение результатов данной работы.

Список литературы

- [1] *Белянин А.Ф.* // Сб. докл. 15-го Междунар. симп. „Тонкие пленки в оптике и электронике“. Харьков: НИЦ ХФТ, 2003. С. 67–103.
- [2] *Самойлович М.И., Белянин А.Ф.* // Там же. С. 6–37.
- [3] *Porokhova I.A., Golubovskii Yu.B., Holik M., Kudrna P., Tichy M., Wilke C., Behnke J.F.* // Phys. Rev. E. 2003. Vol. 68. P. 016 401.
- [4] *Платонов А.А., Слышов А.Г., Цендин Л.Д., Вагнер С.Д.* // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 7. С. 22–26.
- [5] *Porokhova I.A., Golubovskii Yu.B., Csambal C., Kudrna P., Tichy M., Behnke J.F., Passoth E.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1999. Vol. 32. P. 2655–2665.
- [6] *Вагнер С.Д., Шляев Б.В.* // ЖТФ. 1978. Т. 78. Вып. 4. С. 675–680.
- [7] *Сасин А.В., Чернов И.А., Игнатьев Б.К., Вагнер С.Д.* // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 12. С. 38–44.
- [8] *Каган Ю.М., Перель В.И.* // УФН. 1963. Т. 81. № 3. С. 409.
- [9] *Kolobov V.I., Tsendin L.D.* // Phys. Rev. A. 1992. Vol. 46. N 12. P. 7837–7852.