

# Резонансные процессы в активной среде

Д.А. Румянцев\*, Д.М. Шленев\*\* А.А. Ярков\*\*\*

*Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова, Россия*

В работе рассмотрены различные квантовые процессы с учетом резонанса на виртуальном фермионе.

---

\*E-mail: rda@uniyar.ac.ru

\*\*E-mail: ultrasickdoom@gmail.com

\*\*\*E-mail: a12l@mail.ru

# 1 Введение

Нейтронные звёзды, обладая набором экстремальных характеристик, являются природными физическими лабораториями и одними из самых интересных объектов, известных в науке. Особое внимание учёных привлекают радиопульсары и магнитары, обладающие магнитными полями колоссальной напряжённости, к которой очень сложно приблизиться в земных условиях. У магнитного поля имеется характерное значение, называемое критическим,  $B_e = m^2/e \simeq 4.41 \times 10^{13} \text{ Гс}$ <sup>1</sup>, при приближении к которому становится необходимым учитывать квантовые эффекты при движении в нём частиц. В радиопульсарах с магнитными полями порядка  $10^{12} \text{ Гс}$  и магнитарах – до  $10^{16} \text{ Гс}$  [1–3] такие условия выполняются.

Кроме сильных магнитных полей, в магнитосфере как радиопульсаров, так и магнитаров, присутствует достаточно плотная электрон-позитронная плазма. Магнитное поле и плазма составляют две компоненты внешней активной среды, присутствие которой значительно изменяет характеристики протекающих в ней микропроцессов. Во-первых, активная среда может изменять закон дисперсии находящихся в ней частиц, что приводит к изменению кинематики процессов и вследствие чего могут открываться реакции и каналы реакций, которые запрещены в вакууме. Во-вторых, активная среда влияет на амплитуды процессов, в результате чего они могут приобретать резонансный характер. Именно эта составляющая влияния внешней активной среды рассматривается в данном обзоре. Вследствие резонанса вклад микропроцессов в макроскопические характеристики астрофизических процессов, такие как светимость и скорость изменения количества частиц, может многократно увеличиваться.

В сильном магнитном поле поперечная составляющая импульса фермиона квантуется. В таком случае энергия фермиона определяется так называемым

---

<sup>1</sup>В работе используется естественная система единиц:  $\hbar = c = k = 1$ ,  $m$  – масса электрона,  $e > 0$  – элементарный заряд.

уровнем Ландау  $n$  и проекцией импульса вдоль магнитного поля  $p_z$ :

$$E_n = \sqrt{1 + p_z^2 + 2\beta n}, \quad (1)$$

где введено обозначение  $\beta = |e_f|B$ ,  $e_f$  - заряд фермиона. Состояние с  $n = 0$ , в котором фермион движется вдоль силовой линии магнитного поля, называется основным уровнем Ландау.

Можно выделить несколько ситуаций в иерархии параметров среды: магнитного поля, температуры  $T$ , химического потенциала  $\mu$  и энергии фермионов и фотонов, участвующих в реакциях. Предел сильного поля, когда фермионы будут занимать основной уровень Ландау, осуществляется при выполнении условия [4]:

$$\frac{B^2}{8\pi} \gg \frac{\pi^2(n_{e^-} - n_{e^+})^2}{eB} + \frac{eBT^2}{12}, \quad (2)$$

где  $n_{e^-}$  и  $n_{e^+}$  - концентрации электронов и позитронов плазмы.

При значениях плотности плазмы  $\rho \geq 10^8$  г/см<sup>3</sup> условие 2 перестаёт выполняться и начинают возбуждаться высшие уровни Ландау виртуальных фермионов, в результате чего они становятся нестабильными.

## 2 Представление решений уравнения Дирака во внешнем магнитном поле.

Для определения волновых функций фермионов в присутствии внешнего магнитного поля, которые являются решением уравнения Дирака, существует несколько возможных подходов (см., например [5–13]). При этом, волновые функции, введенные Джонсоном и Липпманом [5] являются одним из наиболее широко используемых (см. например [14–19]). Эти волновые функции определены как собственные состояния обобщенного оператора импульса. Однако такой подход, будучи примененным к описанию волновых функций фермиона, не обладает необходимыми свойствами, например, симметрией между электронными и позитронными состояниями [20]. Кроме того, использование

данных волновых функций, как было отмечено в работах [21, 22], оказывается в некоторых случаях некорректным, особенно вблизи циклотронных резонансов, так как требуется правильное описание конечной ширины распада промежуточного состояния с учетом зависимости от спина. С другой стороны, волновые функции, используемые Соколовым и Терновым [9] обладают необходимыми свойствами и корректно описывают сечение, полученное исходя из этих функций, вблизи циклотронных резонансов. Следует отметить, что физические величины, усредненные по спину, совпадают при любом из этих методов описания волновых функций.

Поскольку дальнейшее изложение будет посвящено резонансам в квантовых процессах, то имеет смысл использовать именно эти волновые функции, которые являются собственными функциями проекции оператора магнитного момента [9]:

$$\hat{\mu}_z = m_f \Sigma_z - i\gamma_0 \gamma_5 [\mathbf{\Sigma} \times \mathbf{P}]_z, \quad (3)$$

где  $\mathbf{\Sigma} = \gamma_0 \gamma_5 \boldsymbol{\gamma}$  – трехмерный оператор спина, а  $\mathbf{P} = -i\boldsymbol{\Delta} + e_f \mathbf{A}$  – обобщенный оператор спина. С учетом того, что собственные функции оператора  $\hat{\mu}_z$  удовлетворяют условию

$$\hat{\mu} \Psi_{p,\ell}^s(X) = s M_\ell \Psi_{p,\ell}^s(X), \quad (4)$$

а также уравнению Дирака во внешнем поле

- 3 Представление пропагаторов с учетом мнимой части.
- 4 Резонансные двухвершинные процессы
  - 4.1 Резонанс на виртуальном фотоне.
  - 4.2 Резонанс на виртуальном электроне (фермионе).
  - 4.3 Резонанс на виртуальном электроне и виртуальном фотоне.
- 5 Сингулярности в фазовых объемах одновершинных процессов и методы их устранения.
- 6 Заключение

## Список литературы

- [1] Thompson C., Duncan R. C. The soft gamma repeaters as very strongly magnetized neutron stars - I. Radiative mechanism for outbursts // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1995. Vol. 275. P. 255–300.
- [2] Thompson C., Duncan R. C. The soft gamma repeaters as very strongly magnetized neutron stars. II. Quiescent neutrino, X-Ray, and Alfven wave emission // Astrophys. J. 1996. Vol. 473. P. 322–342.
- [3] Thompson C., Lyutikov M., Kulkarni S. R. Electrodynamics of magnetars: implications for the persistent x-ray emission and spindown of the soft gamma repeaters and anomalous x-ray pulsars // Astrophys. J. 2002. Vol. 574, no. 1. P. 332–355.
- [4] Румянцев Д. А., Чистяков М. В. Влияние фотон-нейтринных процессов на остывание магнитара // ЖЭТФ. 2008. Т. 134, № 4. С. 627–636.
- [5] Johnson M. H., Lippmann B. A. Motion in a constant magnetic field // Physical Review. 1949. Vol. 76, no. 6. P. 828–832.
- [6] Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. Москва: Физматгиз, 1959. 656 с.
- [7] Соколов А. А., Тернов И. М. Синхротронное излучение. М.: Наука, 1966. 228 с.
- [8] Melrose D. B., Parle A. J. Quantum electrodynamics in strong magnetic fields. I Electron States // Aust. J. Phys. 1983. Vol. 36. P. 755–774.
- [9] Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. Москва: Наука, 1983. 304 с.
- [10] Kuznetsov A. V., Mikheev N. V. Electroweak processes in external electromagnetic fields. New York: Springer-Verlag, 2003. 120 p.

- [11] Bhattacharya K., Pal P. B. Inverse beta decay of arbitrarily polarized neutrons in a magnetic field // *Pramana J. Phys.* 2004. Vol. 62. P. 1041–1058.
- [12] Balantsev I. A., Popov Yu. V., Studenikin A. I. On the problem of relativistic particles motion in strong magnetic field and dense matter // *J. Phys.* 2011. Vol. A44. P. 255301 (1–13).
- [13] Kuznetsov A., Mikheev N. Electroweak processes in external active media. 2013. Vol. 252. P. pp 1–271.
- [14] Canuto V. Quantum processes in strong magnetic fields // *Ann. N. Y. Acad. Sci.* 1975. Vol. 257, no. 1. P. 108–126.
- [15] Harding A. K., Daugherty J. K. Cyclotron Resonant Scattering and Absorption // *Astrophys. J.* 1991. Vol. 374. P. 687–699.
- [16] Suh I.-S., Mathews G. J. Weak reaction freeze-out constraints on primordial magnetic fields // *Phys. rev. D.* 1999. Vol. 59, no. 12. P. 123002.
- [17] Gonthier P. L., Harding A. K., Baring M. G. et al. Compton Scattering in Ultrastrong Magnetic Fields: Numerical and Analytical Behavior in the Relativistic Regime // *Astrophys. J.* 2000. Vol. 540, no. 2. P. 907–922.
- [18] Jones P. B. Electron-positron bremsstrahlung and pair creation in very high magnetic fields // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2010. Vol. 409, no. 4. P. 1719–1727.
- [19] Melrose D. B. Quantum kinetic theory for unmagnetized and magnetized plasmas // *Rev. Mod. Plasma Phys.* 2020. Vol. 4, no. 8.
- [20] Melrose D. B., Parle A. J. Quantum electrodynamics in strong magnetic fields. I Electron States // *Aust. J. Phys.* 1983. Vol. 36. P. 755–774.
- [21] Graziani C. Strong-Field Cyclotron Scattering. I. Scattering Amplitudes and Natural Line Width // *Astrophys. J.* 1993. Vol. 412. P. 351–362.

- [22] Gonthier P. L., Baring M. G., Eiles M. T. et al. Compton scattering in strong magnetic fields: Spin-dependent influences at the cyclotron resonance // Phys. Rev. 2014. Vol. D90, no. 4. P. 043014.