



# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Б. Е. Немцов, Иверсная заселенность квантовых систем, движущихся в плазме, *Письма в ЖТФ*, 1984, том 10, выпуск 10, 588–593

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.175

15 февраля 2025 г., 22:49:01



- [1] Б р а т м а н В.Л., Г и н з б у р г Н.С., П е т е -  
л и н М.И., С м о р г о н с к и й А.В. Убитроны и  
скаттроны. В кн.: Релятивистская высокочастотная электро-  
ника. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с. 217-248.
- [2] Ф е д о р о в М.В. Взаимодействие электронов с электро-  
магнитными волнами в лазерах на свободных электронах. -  
УФН, 1981, т. 135, № 2, с. 213-256.
- [3] Б е с п а л о в В.И., П а с м а н и к Г.А. Парамет-  
рическое преобразование и вынужденное рассеяние некогер-  
ентного света. - Изв. вузов - Радиофизика, 1976, т. 19,  
№ 5, с. 634-651.
- [4] К о х м а н ь с к и С.С., К у л и ш В.В. Параметри-  
ческий резонанс при движении электронов в поле 3-х попе-  
речных электромагнитных волн, ВИНТИ, 1982, № 4792-82,  
63 с.
- [5] G i n z b u r g N.S., S h a p i r o M.A.  
Quasi-linear theory of multimode FEL's with an in-  
homogeneous frequency broadening. - Opt. Comm.,  
1982, v. 40, N 3, p. 215-219.
- [6] Ц ы т о в и ч В.Н. Нелинейные эффекты в плазме, М.:  
Наука, 1967, 286 с.
- [7] K r o l l N.M., M o r t o n P.L., R o s e n -  
b l u t h M.N. FEL's with variable parameter wigg-  
lers. - J. of Quant. Electr., 1981, v. QE-17, N 8,  
p. 1436-1471.

Институт прикладной физики  
АН СССР, Горький

Поступило в Редакцию  
27 января 1984 г.

Письма в ЖТФ, том 10, вып. 10

26 мая 1984 г.

## ИНВЕРСНАЯ ЗАСЕЛЕННОСТЬ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ, ДВИЖУЩИХСЯ В ПЛАЗМЕ

Б.Е. Н е м ц о в

Хорошо известно, что при излучении движущейся частицей волн внутри черенковского конуса, т.е. в области аномального доплер-эффекта (АЭД), внутренняя энергия излучающей системы возрастает [1, 2]. Для реализации излучения в области АЭД необходимо, чтобы излучатель двигался со „сверхсветовой“ скоростью, т.е.  $v > c/n$  (здесь  $c$  - скорость излучателя,  $n$  - показатель преломления электромагнитной волны). В этих условиях для системы, обладающей дискретными уровнями внутренней энергии, имеется ненулевая вероятность оказаться в воз-

бужденном состоянии [3]. Такого рода эффект недавно был исследован на конкретном примере излучения спиновых систем, движущихся в среде [4]. Здесь следует подчеркнуть, что для реализации сверхсветового движения сложных систем даже в оптически плотных средах необходимы очень высокие скорости излучателей. Это обстоятельство делает практически малоинтересным создание инверсной заселенности в системах атомов за счет их излучения в области АЭД [3]. Ситуация существенно меняется, если учесть, что в процессе движения источника в среде помимо поперечных волн, имеющих большую фазовую скорость, возможно излучение продольных волн, фазовая скорость которых может быть значительно ниже скорости света. Таким образом, появление эффекта Вавилова-Черенкова и АЭД для этих волн может иметь место уже при скоростях частицы (системы)  $v \ll c$ . В процессе излучения продольных волн классическими осцилляторами (сгустками), движущимися в среде со скоростями  $v \gg v_{Te}$  ( $v_{Te}$  — тепловая скорость электронов), происходит раскачка их механических колебаний [5, 6].

В настоящей статье мы хотим обратить внимание на интересную возможность применения АЭД на продольных волнах для создания инверсной заселенности квантовых систем с дискретными уровнями энергии. Как будет показано ниже, излучение продольных волн в области АЭД всегда превалирует над излучением в области нормального эффекта Доплера (см. также [5]). Это означает, что квантовую систему с большей вероятностью можно обнаружить в возбужденном состоянии, нежели в основном. Более того, если частота перехода между уровнями  $\Omega$  стремится к плазменной  $\omega_0 = (4\pi N e^2 / m)^{1/2}$  ( $N$  — концентрация,  $e$ ,  $m$  — заряд и масса электрона), то система с вероятностью близкой к единице оказывается в возбужденном состоянии.

Мы будем рассматривать излучение системой продольных волн в изотропной плазме. Найдем вероятность перехода системы из основного состояния в возбужденное за счет излучения одного плазмона. Для этого прежде всего нужно представить классическое поле плазменных волн в виде совокупности частиц — плазмонов [7]. Стандартная процедура квантования продольных полей излучения изложена в книгах Пайнса и Хакена [7, 8]. В настоящей работе мы используем более компактный и простой метод квантования.

Представим классический потенциал плазменных волн в виде разложения в ряд Фурье:

$$\varphi = \sum c_\lambda [\omega_\lambda(\mathbf{x}_\lambda) q_\lambda(t) \cos \mathbf{x}_\lambda \cdot \mathbf{r} - p_\lambda(t) \sin \mathbf{x}_\lambda \cdot \mathbf{r}]. \quad (1)$$

Здесь  $\omega_\lambda^2 = \omega_0^2 + 3x_\lambda^2 v_{Te}^2$  — частота ленгмюровских волн, которая оказывается порядка  $\omega_0$  ( $x_\lambda v_{Te} \ll \omega_0$ ), поскольку уже при  $x_\lambda \sim \omega_0 / v_{Te}$  плазменные волны сильно затухают [9].  $p_\lambda(t)$  и  $q_\lambda(t)$  — функции времени, смысл которых выяснится

в дальнейшем,  $C_\lambda = \sqrt{\kappa_\lambda V / \alpha}$  - нормировочный множитель,  $V$  - объем плазмы.

Уравнения, описывающие динамику  $p_\lambda(t)$  и  $q_\lambda(t)$ , суть  $\hat{E}q_\lambda = 0$ ,  $\hat{E}p_\lambda = 0$

или

$$\frac{d^2 q_\lambda}{dt^2} + \omega_\lambda^2(\alpha_\lambda) q_\lambda = 0, \quad \frac{d^2 p_\lambda}{dt^2} + \omega_\lambda^2(\alpha_\lambda) p_\lambda = 0. \quad (2)$$

Здесь  $\mathcal{E}(\omega, \alpha) = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 - 3(\alpha \sigma_T)^2}$ .

Найдем энергию продольных волн. Хорошо известно, что плотность энергии продольных волн определяется из выражения

$$W = \frac{\partial}{\partial \omega} (\mathcal{E} \omega) \frac{(\nabla \psi)^2}{8\pi} \approx \frac{(\nabla \psi)^2}{4\pi}, \quad (3)$$

откуда следует, с учетом (1), что полная энергия:

$$H = \frac{1}{2} \sum (\dot{p}_\lambda^2 + \omega_\lambda^2 q_\lambda^2). \quad (4)$$

Если записать теперь уравнения Гамильтона

$$\frac{\partial H}{\partial p_\lambda} = \dot{q}_\lambda, \quad \frac{\partial H}{\partial q_\lambda} = -\dot{p}_\lambda,$$

то они совпадают с динамическими уравнениями (2). Таким образом,  $p_\lambda$  и  $q_\lambda$  - канонически сопряженные переменные.

Переходим к квантованию. Операторы  $\hat{p}_\lambda$  и  $\hat{q}_\lambda$  удовлетворяют коммутационным соотношениям:  $[\hat{p}_\lambda, \hat{q}_\lambda] = -i\hbar$ , откуда  $\hat{p}_\lambda = -i\hbar \partial / \partial q_\lambda$ . Гамильтониан плазменных волн представляет из себя систему невзаимодействующих квантовых осцилляторов, причем номер собственной функции  $\psi_{n\lambda}(q_\lambda)$   $n_\lambda = 0, 1, 2, \dots$  имеет смысл числа плазмонов в состоянии  $\lambda$ , а энергия плазмонов в этом состоянии  $n_\lambda \hbar \omega_\lambda$ .

Если вначале атом находился в основном состоянии, а плазмонов в среде не было, то пси-функция системы плазмоны - излучатель имеет вид:

$$\psi = \psi_0(\vec{r}, t) \prod_\lambda \psi_{n_\lambda = 0}(q_\lambda) \exp\left(-i \frac{\omega_\lambda}{2} t\right). \quad (5)$$

Здесь  $\psi_0(\vec{r}, t)$  характеризует квантовую систему в невозбужденном состоянии.

Гамильтониан взаимодействия между излучателями и плазменными волнами записывается в следующей форме:

$$\hat{H}_{вз.} = e\hat{\psi}, \quad (6)$$

где  $\hat{\psi} = \sum_\lambda C_\lambda \sqrt{\frac{1}{2} \hbar \omega_\lambda} (a_\lambda^- e^{i\vec{\alpha}_\lambda \vec{r}} + \hat{a}^+ e^{-i\vec{\alpha}_\lambda \vec{r}})$ ,  $\hat{a}^+$ ,  $\hat{a}^-$  - операторы рождения и уничтожения. Поэтому возможны процессы

излучения одного плазмона  $\lambda$  с переходом системы вверх. Амплитуда вероятности такого перехода  $\alpha_\lambda$  определяется из соотношения

$$i\hbar \frac{d\alpha_\lambda}{dt} = e\ell_\lambda \sqrt{\frac{\hbar\omega_\lambda}{2}} e^{i\omega_\lambda t} \int \psi_1^*(z-vt, x, y, t) e^{-i\vec{x}\vec{r}} \psi_0(z-vt, x, y, t) d\vec{r}. \quad (7)$$

Здесь  $\psi_1$  - собственная функция возбужденного состояния излучателя. В интеграле (7) следует перейти в систему отсчета, движущуюся с квантовой системой:  $z-vt = z'$ ,  $x = x'$ ,  $y = y'$ . Тогда для вероятности процесса излучения плазмона  $\lambda$  и перехода квантовой системы в возбужденное состояние получаем

$$\frac{d|\alpha_\lambda|^2}{dt} = \frac{\pi\omega_\lambda}{\hbar} |d_{10}|^2 \omega^2 \cos^2 \nu \ell_\lambda^2 \delta(\omega_\lambda - \omega \cos \nu + \Omega). \quad (8)$$

Здесь  $\nu$  - угол между волновым вектором плазмона  $\vec{\omega}$  и скоростью атома  $\vec{v}$ ,  $d_{10}$  - матричный элемент оператора дипольного момента,  $d_{10} \sim \ell e$ , где  $\ell$  - размер квантовой системы. При выводе формулы (8) для простоты считалось, что дипольный момент перехода  $0 \rightarrow 1$  параллелен скорости. Для нахождения полной вероятности перехода системы в возбужденное состояние необходимо просуммировать (8) по всем возможным состояниям плазменных волн:

$$\frac{dW_{01}}{dt} = \frac{|d_{10}|^2 \omega_0}{\hbar} \int_0^\pi \int_0^{v/v_{Te}} \omega^2 \cos^2 \nu \sin \nu \delta(\omega_\lambda + \Omega - \omega \cos \nu) d\nu d\alpha. \quad (9)$$

В (9) верхний предел интегрирования по  $\alpha$  выбран из условия, что длина плазменной волны должна превосходить дебаевский радиус  $r_D \sim v_{Te}/\omega_0$ . Вычисление интеграла по  $\nu$  выполняется элементарно, и мы приходим к соотношению

$$\frac{dW_{01}}{dt} = \frac{|d_{10}|^2 \omega_0}{\hbar v} \left( \frac{\omega_0 + \Omega}{v} \right)^2 \int_{(\omega_0 + \Omega)/v}^{\omega_0/v_{Te}} \frac{d\alpha}{\alpha}, \quad (10)$$

из которого видно, что для интенсивного излучения плазмонов нужно, по крайней мере, чтобы скорость излучателя  $v$  была много больше тепловой скорости электронов  $v_{Te}$ .

Окончательный результат для вероятности перехода системы в возбужденное состояние за счет излучения плазмонов приобретает вид:

$$\frac{dW_{01}}{dt} = \frac{|d_{10}|^2 \omega_0}{\hbar v} \left( \frac{\omega_0 + \Omega}{v} \right)^2 \ln \frac{\omega_0 v}{(\omega_0 + \Omega) v_{Te}}. \quad (11)$$

Аналогичные вычисления можно проделать для подсчета вероятности излучения плазмонов с переходом системы в невозбужденное состояние  $1 \rightarrow 0$  (нормальный эффект Доплера):

$$\frac{dW_{10}}{dt} = \frac{|d_{01}|^2 \omega_0}{\hbar \nu} \left( \frac{\omega_0 - \Omega}{\sigma} \right)^2 \ln \frac{\omega_0 \sigma}{|\omega_0 - \Omega| \sigma_{Te}}. \quad (12)$$

Выражение (12) обладает одной замечательной особенностью. При стремлении плазменной частоты  $\omega_0$  к частоте перехода  $\Omega = (E_2 - E_1)/\hbar$  вероятность перехода системы из возбужденного состояния в невозбужденное ( $1 \rightarrow 0$ ) стремится к нулю (переход запрещен), в то время как обратный процесс возбуждения (переход  $0 \rightarrow 1$ ) обладает конечной вероятностью. Это означает, что в этих условиях ( $\nu \gg \nu_{Te}$ ,  $\omega_0 \rightarrow \Omega$ ) через некоторый промежуток времени вероятность обнаружить систему в возбужденном состоянии оказывается порядка единицы, т.е. возможно создание полной инверсной заселенности. Укажем далее, что, когда условие  $\omega_0 \rightarrow \Omega$  не выполнено, то все равно вероятность обнаружить систему на верхнем уровне больше, чем на нижнем ( $W_{01} > W_{10}$ ).

Приведем оценку времени  $\tau$ , через которое наступает инверсная заселенность:

$$\tau \sim \frac{\hbar \nu^3}{e^2 \omega_0^3} \frac{1}{h^2}. \quad (13)$$

Если характерный размер квантовой системы  $L \sim 10^{-7}$  см, плазменная частота  $\omega_0 \sim 10^{10}$  с $^{-1}$ ,  $\nu \sim 3 \cdot 10^7$  см с $^{-1}$ , то  $\tau \sim 10^{-2}$  с.

Разумеется, рассмотренный выше эффект будет иметь место и в случае, когда атомы покоятся, а движется плазма. Возможно, что именно такая ситуация более предпочтительна с практической точки зрения.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Г и н з б у р г В.Л., Ф р а н к И.М. Об эффекте Доплера при сверхсветовой скорости. - ДАН СССР, нов. сер., 1947, т. 56, № 6, с. 583-586.
- [2] Г и н з б у р г В.Л. Теоретическая физика и астрофизика. Дополнительные главы. - М.: Наука, 1981, 415 с.
- [3] Г и н з б у р г В.Л., Ф а й н В.М. Об излучении систем с многими уровнями, движущихся в среде со сверхсветовой скоростью. - ЖЭТФ, 1958, т. 35, в. 3(9), с. 817-818.
- [4] Н е м ц о в Б.Е., Э й д м а н В.Я. Инверсная заселенность спиновых систем, движущихся в среде. - ЖЭТФ (в печати).

- [5] Н а р ы ш к и н а Л.Г. О потерях энергии движущейся в среде заряженной частицей на излучение продольных волн. - ЖЭТФ, 1962, т. 43, в. 3(9), с. 953-957.
- [6] Э й д м а н В.Я. О силе реакции излучения в магнито-активной плазме. - Изв. вузов - Радиофизика, 1960, т. 3, № 2, с. 192-198.
- [7] П а й н с Д. Элементарные возбуждения в твердых телах. - М.: Мир, 1965, 382 с.
- [8] Х а к е н Х. Квантовополевая теория твердого тела. - М.: Наука, 1980, 435 с.
- [9] Л а н д а у Л.Д. О колебаниях электронной плазмы. - ЖЭТФ, 1946, т. 16, с. 574-580.

Научно-исследовательский  
радиофизический  
институт, Горький

Поступило в Редакцию  
3 февраля 1984 г.

Письма в ЖТФ, том 10, вып. 10

26 мая 1984 г.

#### О МЕХАНИЗМЕ САМОПОДДЕРЖАНИЯ ВЗРЫВНОЙ ЭМИССИИ

Г.А. М е с я ц

Взрывная эмиссия электронов (ВЭЭ) возникает в результате взрывного перехода металла катода в плазму. Взрывы происходят из-за большой концентрации энергии в микрообъеме катода. После взрыва образуется эмиссионный центр (ЭЦ) [1]. В [2] показано, что существование ЭЦ носит циклический характер, т.е. ВЭЭ возникает, существует некоторое время, затем исчезает, возникает вновь и т.д. Гибель ЭЦ объясняется тем, что одновременно с нагревом катода в зоне ЭЦ током ВЭЭ происходит его охлаждение за счет снижения плотности тока на катоде, теплопроводности, испарения атомов и эмиссионного охлаждения. Однако при этом неясным остается вопрос, почему возникает новый вторичный ЭЦ после гибели первичного. Бесспорно, что появление вторичных ЭЦ, также как и первичных, обусловлено взрывом микрообъема катода. Вопрос о механизме появления вторичных ЭЦ - это вопрос о самоподдержании не только процесса ВЭЭ, но также вакуумного разряда и вакуумной дуги.

Экспериментально доказано, что причиной появления вторичных ЭЦ является взаимодействие плазмы первичного ЭЦ с поверхностью катода [3]. Обсуждается только вопрос о механизме этого взаимодействия. В [4] предполагалось, что взрыв новых микроострий под плазмой происходит за счет поля объемного заряда ионов у катода. Однако этот механизм встречает труд-