

# САМОФОКУСИРОВКА И ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА–ЧЕРЕНКОВА

П. П. Трохимчук

Восточноевропейский национальный университет им. Леси Украинки,  
Луцк, Украина

E-mail: trope@univer.lutsk.ua, trope@yandex.ru

Своим появлением нелинейнооптический эффект самофокусировки обязан работам Г. А. Аскарьяна, В. И. Таланова и Ч. Таунса с коллегами [1–3]. Если в исследованиях Г. А. Аскарьяна и В. И. Таланова рассматривался вопрос о распространении мощного лазерного луча с гауссовым сечением в среде, то основанием более полной теории явления Ч. Таунса и его коллег были экспериментальные результаты М. Харпера по получению нитевидных структур в стекле после облучения импульсами рубинового лазера [1, 2]. В исследованиях Ч. Таунса были получены условия появления самоканалирования, что в конечном счете и позволило объяснить появление нитевидных разрушений [2]. Хотя первым экспериментальным подтверждением самофокусировки считаются результаты Н. Ф. Пилипецкого и А. Р. Рустамова [2, 4].

Теория эффекта очень проста: при распространении луча с гауссовым сечением изменяется по его сечению показатель преломления, что и приводит к самофокусировке, а в частном случае к самоканалированию. В 1965 г. П. Келли ввел понятие длины самофокусировки [2]:

$$z_f = \frac{0,366ka_0^2}{\left[(P/P_{cr} - 0,825)^2 - 0,03\right]^{1/2}}, \quad (1)$$

где  $a_0$  – радиус пучка,  $k$  – величина волнового вектора в среде,  $n$  – линейный показатель преломления,  $P$  – мощность лазерного излучения,  $P_{cr}$  – критическая мощность для получения самофокусировки. Чаще используется формула Марбургера, которая была выведена в 1969 г. [5]:

$$z_f = \frac{0,367ka_0^2}{\left\{\left[(P/P_{cr})^{1/2} - 0,852\right]^2 - 0,0219\right\}^{1/2}}. \quad (2)$$

При самофокусировке в жидкостях и стеклах происходит сверхуширение спектра ультракоротких импульсов [2] и кроме того появляется конусная часть излучения. Появление конусной части излучения можно объяснить исходя из микроскопической природы излучения Вавилова–Черенкова [6–9]. Первыми обратили на это внимание Нильс и Оге Боры [7], а развивали И. М. Франк и его ученик А. П. Кобзев [6, 8]. С этой точки зрения черенковское излучение – это неупругие радиацион-

На рис. 1 приведена схема, которая положена в основу модели Н. Бора [7].



Электрон в точке  $A$  в момент времени  $t'$  находился в такой фазе соударения, которая опережает на время  $\tau$  фазу соударения электрона, что находится в точке  $Q$ . Это время опережения равно [7]

Вводя  $r^2 = x^2 + b^2$  (рис. 1), из (3) получаем соотношение:

Откуда видно, что точки с постоянным  $\tau$  находятся на гиперboloиде. Электроны, которые «начали» или «закончили» соударения, размещены приблизительно на гиперboloидах  $H_1$  и  $H_2$ , что соответствует временам  $\tau = -p/2\gamma\vartheta$  и  $\tau = +p/2\gamma\vartheta$ . Таким образом, основная часть силы, с какой вещество действует на электрон, находится между гиперboloидами  $H_1$  и

$H_2$ . Для  $\gamma \gg 1$  основная часть этой области находится позади электрона на расстоянии, равном или большем чем  $r\gamma$ .

Само излучение происходит в угле между перпендикулярами к поверхности гиперboloида, что и соответствует как углу черенковского излучения, так и его широкополосности. Аналогичные процессы происходят и при облучении среды сверхкороткими импульсами. Из этого напрашивается вывод, что широкополосная часть самофокусировки соответствует черенковскому излучению.

Причиной филаментации (образования нитей диаметром 50–80 мкм протяженностью несколько десятков метров при распространении коллимированных фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе) есть образование мелкомасштабной самофокусировки, которая может быть обусловлена, как образованием наведенных дифракционных решеток, так и движущимися фокусами [2]. Это явление связано и с пробоем воздуха и по своей природе очевидно аналогично образованию молний, только в нашем случае ионизация (пробой) слоя воздуха производится с одной стороны за счет многократной узконаправленной фотоионизации с учетом процессов переизлучения.

В твердом теле филаменты имеют меньшие размеры, из-за большей плотности среды и наблюдаются при объемном разрушении диэлектриков (стекла и кварца) [9]. Эти процессы с физико-химической точки зрения можно описать и методами релаксационной оптики [9] (многофотонная ионизация в режиме насыщения возбуждения).

1. Чекалин С. В., Кандидов В. П. // УФН. 2013. Т. 183, № 2. С. 133–152.
2. Self-focusing: Past and Present. Eds. R.W. Boyd, S.G. Lukishova, Y.-R. Shen. New York a.o.: Springer Ser.: Topics in Applied Physics, vol. 114. 2009. 605 p.
3. Таланов В. И. Известия вузов. Радиофизика. 1964. Т. 7, № 4. С. 564–565.
4. Курилкина С. Н., Минько А. А. Нелинейная оптика. Минск: БГУ, 2010. 97 с.
5. Шен И. Р. Принципы нелинейной оптики. М.: Наука, 1989. 559 с.
6. Франк И. М. Излучение Вавилова–Черенкова. Теоретические аспекты. М: Наука, 1988. 266 с.
7. Бор Н. Прохождение заряженных частиц через вещество. М: ИЛ, 1950. 152 с.
8. Кобзев А. П. Элементарные частицы и атомное ядро. 2010. Т. 41, № 3. С. 830–867.
9. Trokhimchuck P. P. Nonlinear and Relaxed Optical Processes. Lutsk: Vezha–Print, 2013. 280 p.