

САМОФОКУСИРОВКА ГАУССОВЫХ ГЕЛИКОННЫХ ПУЧКОВ В НАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ ТВЕРДОГО ТЕЛА

З.К.Янкаускас

Доказано наличие эффективного механизма самофокусировки гауссовых геликонных пучков радиочастотного диапазона в намагниченной плазме твердого тела.

В многочисленных работах, посвященных самофокусировке электромагнитных волн, эксперименты ограничены областью оптических частот, поскольку в известных нелинейных диэлектриках при более низких частотах практически невозможно достигнуть уровня критической мощности. В настоящей статье сообщается об экспериментальном и теоретическом исследовании эффективного механизма самофокусировки геликонных пучков в намагниченной плазме полупроводника в области радиочастотного диапазона (~ 100 мГц) при плотности тока в канале $\geq 0,5$ А/мм².

В работе ¹ было доказано теоретически и проверено экспериментально существование слаборасходящихся гауссовых геликонных пучков в намагниченной плазме твердого тела. Угол расхождения таких пучков меньше угла расхождения гауссовых пучков в свободном пространстве. Дальнейшие опыты с *n*-InSb показали, что при плотности тока $\sim 0,5$ А/мм² в волновом канале выделяется значительное количество тепла, концентрация носителей тока повышается и происходит самофокусировка пучка, сопровождающаяся резким уменьшением угла расхождения.

Переходим к математическому доказательству изложенных соображений и численным оценкам результатов эксперимента.

Согласно ¹ каждая компонента поля гауссового геликонного пучка удовлетворяет скалярному уравнению (для простоты затухание не учитывается)

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \nabla^2 \varphi - k_\varphi^4 \varphi = 0, \quad k_\varphi = \frac{4\pi N_\varphi e \omega}{H_0 c}, \quad (1)$$

где N_φ , e — концентрация и заряд электронов, ω — частота, H_0 — напряженность постоянного магнитного поля, направленного вдоль оси z , $N_\varphi = f(|\varphi|^2)$.

В волноводном канале из-за нагрева концентрация электронов N_φ повышается по сравнению с концентрацией N_0 вне канала. Соответственно

$$k_\varphi > k_0, \quad k_\varphi^2 = \frac{4\pi N_\varphi e \omega}{H_0 c}, \quad k_0^2 = \frac{4\pi N_0 e \omega}{H_0 c}. \quad (2)$$

Записывая φ в виде $\varphi = U \exp - ikz$ получаем из (1) стандартное уравнение самофокусировки для определения радиальной зависимости $U(r)$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{k_\varphi^4 (U^2) - k^4}{k^2} U = 0. \quad (3)$$

Критический диаметр пучка определяем по формуле

$$d_h = \frac{2\pi k_0}{\sqrt{k_\varphi^4 - k_0^4}} \quad (4)$$

Напомним, что в случае самофокусировки обычной электромагнитной волны вместо (3) имеем уравнение $u'' + \frac{1}{r}u' + (k_\varphi^2 - k^2)u = 0$ и критический диаметр d_e равен

$$d_e = \frac{2\pi}{\sqrt{k_\varphi^2 - k_0^2}} \quad (5)$$

Следовательно, при $k_\varphi \gg k_0$ самофокусировка геликонного пучка более эффективна, поскольку

$$d_h \approx \frac{2\pi k_0}{k_\varphi^2} \ll d_e \approx \frac{2\pi}{k_\varphi}$$

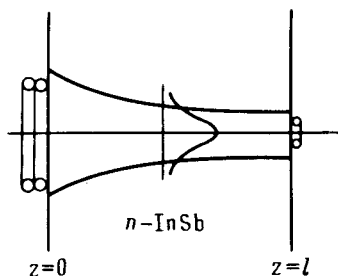


Схема эксперимента

Удобная методика возбуждения и индикации каналированных волн в плазме твердого тела предложена и освоена нами уже давно ². Схема эксперимента приведена на рисунке.

К поверхности полупроводниковой (InSb) пластины при $z = 0$ приложена плоская катушка возбуждения. На рисунке показан также профиль гауссова пучка $U(r)$. На противоположной поверхности $z = l$ размещается виток индикации значительно меньшего диаметра, передвигая который можно экспериментально получить радиальную зависимость $U(r)$ как при $z = 0$, так и при $z = l$. При небольшой интенсивности пучка из-за дифракции происходит его уширение. С ростом интенсивности угол расхождения уменьшается, а при плотности тока в канале $\sim 0,5$ А/мм² происходит сжатие первоначального распределения $U(r)$ — ширина уменьшается в несколько раз. Именно сжатие каналированного пучка мы относим к явлению самофокусировки. Об увеличении концентрации носителей в канале свидетельствует уменьшение фазовой скорости по сравнению с плоским геликоном. Радиальное распределение температуры на торцах $z = 0, z = l$, измеренное при помощи точечных термопар, практически повторяет функцию $U(r)$.

Приводим параметры одного из многих экспериментов в комнатной температуре: материал n -InSb, $N_0 = 1,8 \cdot 10^{22}$ м⁻³, частота $f = 300$ МГц, $B_0 = 1,2$ Т, длина геликонной волны $\lambda = 6$ мм, ширина пучка на входе $\Phi 4$ мм, на выходе $\Phi 1$ мм при плотности тока $\sim 0,5$ А/мм², температурный перепад канал — образец $\sim 80^\circ$ С, коэффициент теплопроводности кристалла ~ 50 Вт/м[·]°С, $l = 2$ см.

Литература

1. Пожела Ю.К., Толугис Р.Б., Янкаускас З.К. ФТП, 1983, 17, 1689.
2. Янкаускас З.К. ФТТ, 1970, 12, 2835.

Поступила в редакцию
27 октября 1983 г.
После переработки
13 января 1984 г.