

Рассмотрим резонансный режим $p\omega(F) = \nu$, где p — целое число, $\omega(F) = \frac{2\pi}{T(F)} = \frac{(2\pi)^{3/2} kF}{2l\sqrt{m}\Gamma^2(1/4)}$ частота собственных колебаний, ν — частота внешней силы. Стационарные резонансные значения амплитуды колебаний F и фазовой расстройки $\varphi = \nu t - \psi$ (ψ — фаза собственных колебаний) определяются формулами

$$F_0 = \frac{\nu l \sqrt{m} \Gamma^2(1/4)}{\pi^{3/2} \sqrt{2} p k}, \quad \sin \varphi_0 = -\frac{F_0^2}{a\gamma} \left(\frac{a\lambda k}{l\sqrt{m}} + \frac{5b}{3} F_0^{n-2} \right), \quad (8)$$

где

$$\gamma = \int_{-1}^1 \sin \left\{ \frac{2\pi^{3/2} p}{\Gamma^2(1/4)} F \left(\arccos x, \frac{1}{\sqrt{2}} \right) \right\} dx,$$

F — эллиптический интеграл первого рода. Стационарный режим (8) является устойчивым, если F_0 и φ_0 удовлетворяют условиям устойчивости

$$\cos \varphi_0 > 0, \quad \frac{6a\lambda k}{l\sqrt{m}} + \frac{10(n+1)}{3} b F_0^{n-2} < 0.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Пановко Я. Г. Внутреннее трение при колебаниях упругих систем. М., Физматгиз, 1960.
2. Писаренко Г. С. Рассеяние энергии при механических колебаниях. Киев, Изд-во АН УССР, 1962.
3. Сб. «Рассеяние энергии при колебаниях упругих систем». Киев, Изд-во АН УССР, 1963.
4. Даринский Б. М., Мешков С. И. «Инженерный журнал», механика твердого тела, № 5, 1967.
5. Красносельский М. А., Даринский Б. М., Емелин И. В., Забрейко П. П., Лифшиц Е. А., Покровский А. В. ДАН СССР, 190, № 1, 1970.
6. Забрейко П. П., Красносельский М. А., Лифшиц Е. А. ДАН СССР, 190, № 2, 1970.
7. Волосов В. М. «Успехи математических наук», 17, вып. 6, 108, 1962.
8. Волосов В. М. «Вычислительная математика и математическая физика», 3, № 1, 1963.
9. Волосов В. М., Моргунов Б. И. «Вычислительная математика и математическая физика», 8, № 2, 1968.
10. Волосов В. М., Моргунов Б. И. 5-летняя математическая школа. Киев, «Наукова Думка», 1968.

Поступила в редакцию
22.2 1971 г.

Кафедра
математики

УДК 539.12.01

А. Г. КУЛЬКИН, Ю. Г. ПАВЛЕНКО

ОБ ИНДУЦИРОВАННОМ ЧЕРЕНКОВСКОМ УСКОРЕНИИ НЕЙТРОНОВ

Рассеяние электромагнитных волн приводит к появлению силы, действующей на рассеивающую частицу. Эта сила относительно невелика, так как пропорциональна e^4 .

При наличии среды взаимодействие заряженных частиц с направленным потоком излучения обусловлено в основном процессами индуцированного черенковского излучения и поглощения. В силу этого ускорение частиц определяется разностью поглощаемой и испускаемой энергий, пропорциональной e^2 .

В работе [1] было показано, что при плотности излучения, большей некоторой критической, указанный механизм может явиться эффективным способом ускорения заряженных частиц.

Представляет интерес рассмотреть взаимодействие излучения с нейтральными частицами, обладающими магнитным моментом. В этом случае преобладание вынужденного поглощения над излучением при движении частицы в среде со сверхсветовой скоростью может также явиться причиной ускорения.

В настоящей заметке рассматривается индуцированное черенковское ускорение нейтронов при взаимодействии с излучением различных поляризаций. Интенсивность черенковского излучения нейтрона на единицу длины в интервале частот $d\omega$ определяется формулами [2]:

$$W_j(\omega, \vartheta) = \frac{g^2 \mu_0^2}{\beta^2 c^4} (n^2 - 1) \omega^3 [(j-2) \beta^2 (1 - \cos^2 \vartheta) + 1 - \beta^2] \quad (1)$$

для линейной ($j=2, 3$) поляризации и

$$W(\omega, \vartheta) = \frac{g^2 \mu_0^2}{2\beta^2 c^4} (n^2 - 1) \omega^3 [\beta^2 (1 - \cos^2 \vartheta) + 2(1 - \beta^2)] \quad (2)$$

для правой и левой круговых поляризаций.

Здесь $j=2$ отвечает σ -компонент поляризации, $j=3$ — π -компонент, $g = -1,9$ аномальный магнитный момент нейтрона, $\mu_0 = \frac{e\hbar}{2mc}$ — ядерный магнетон, ϑ — угол между импульсами нейтрона и фотона. Изменение энергии нейтрона равно разности интенсивностей индуцированного поглощения и индуцированного излучения

$$\frac{dE}{dx} = \int \{W(\omega, \vartheta_-) N(\omega, \vartheta_-) - W(\omega, \vartheta_+) [N(\omega, \vartheta_+) + 1]\} d\omega. \quad (3)$$

Здесь знак плюс (минус) относится к излучению (поглощению),

$$\cos \vartheta_{\pm} = \frac{1}{n\beta} \pm \frac{\hbar n \omega}{2pc} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right), \quad (4)$$

где p — импульс нейтрона,

$$N(\omega, \vartheta) = \frac{1}{2\pi} \int N(\omega, \vartheta, \varphi) d\varphi,$$

$N(\omega, \vartheta, \varphi)$ — число квантов частоты ω в направлении, определяемом сферическими углами ϑ и φ в системе координат с полярной осью по импульсу нейтрона. Величина $N(\omega, \vartheta, \varphi)$ связана со спектрально-угловой плотностью энергии соотношением

$$\rho(\omega, \vartheta, \varphi) = \frac{\hbar n \omega^2 v}{2(2\pi c)^3} N(\omega, \vartheta, \varphi), \quad v = \frac{\partial}{\partial \omega} (n^2 \omega^2). \quad (5)$$

Учитывая (4) и (5), из (1) и (3) найдем изменение энергии нейтронов при взаимодействии с двумя компонентами линейно поляризованного излучения

$$\frac{dE_{\sigma}}{dx} = - \frac{2(2\pi)^2 g^2 \mu_0^2 (1 - \beta^2)}{pc^2 \beta^2} \int \frac{n^2 \omega^2}{v} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)^2 \frac{\partial \rho_{\sigma}(\omega, \vartheta_0)}{\partial \cos \vartheta} d\omega, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_{\pi}}{dx} &= \frac{2(2\pi)^2 g^2 \mu_0^2}{pc^2 \beta^2} \int \frac{n^2 \omega^2}{v} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)^2 \times \\ &\times \left\{ 2\beta^2 \rho_{\pi}(\omega, \vartheta_0) - [\beta^2 (1 - \cos^2 \vartheta_0) + 1 - \beta^2] \frac{\partial \rho_{\pi}(\omega, \vartheta_0)}{\partial \cos \vartheta} \right\} d\omega. \end{aligned} \quad (7)$$

Исследуем условия, при которых возможно ускорение нейтронов внешним излучением. Для оценки рассмотрим почти монохроматическое излучение, слабо зависящее от углов, со спектральной плотностью

$$\rho(\omega, \vartheta, \varphi) \approx \frac{\varepsilon}{4\pi^2} \Delta\omega [(\omega - \omega_0)^2 + \Delta\omega^2]^{-1}, \quad (8)$$

где ϵ — суммарная плотность излучения, ω_0 — частота, в окрестности которой выполняются условия черенковского излучения и поглощения. Предполагается, что частота ω_0 далека от собственных частот среды.

В рассматриваемом случае энергия нейтрона при взаимодействии с σ -компонентом излучения не изменяется. Полное изменение энергии нейтрона, обусловленное индуцированными процессами и спонтанным черенковским торможением с учетом (7) и (8), определяется выражением

$$\frac{dE_{\pi}^{\text{tot}}}{dx} = \frac{g^2 \mu_0^2}{E \beta c} \left(1 - \frac{1}{n^2(\omega_0)} \right)^2 \omega_0 \epsilon - W_{\text{сп}}. \quad (9)$$

Мощность спонтанного черенковского излучения $W_{\text{сп}}$, как следует из (1) в пренебрежении дисперсией, имеет порядок $\frac{g^2 \mu_0^2}{\beta^2 c^4} \omega_{\text{max}}^4$, где ω_{max} — максимальная частота, для которой выполняются условия черенковского излучения.

Для ускорения нейтронов необходимо, чтобы $\frac{dE^{\text{tot}}}{dx} > 0$. Это условие определяет минимальное значение плотности $\epsilon^{\text{кр}}$, при которой потери энергии из-за спонтанного торможения компенсируются реабсорбцией внешнего излучения:

$$\epsilon^{\text{кр}} = \frac{E \omega_{\text{max}}^4}{\pi \omega_0 c^3}.$$

Для видимого света, когда $\omega_0 \sim \omega_{\text{max}} \sim 3 \cdot 10^{15}$ и энергии нейтрона 4 Гэв , $\epsilon^{\text{кр}} \sim 10^6 \text{ атм}$. В этом случае при плотности $\epsilon \sim 10^7 \text{ атм}$ увеличение энергии на расстоянии длины волны $\lambda \sim 7000 \text{ \AA}$ составит $\sim 10^{-17} \text{ эв}$. Приращение энергии растет пропорционально плотности излучения и при взаимодействии нейтронов с мощными потоками излучения может стать весьма значительным.

Рассмотрение взаимодействия нейтрона с циркулярно-поляризованной волной приводит к тем же оценкам для критической плотности излучения и приращения энергии.

В заключение авторы благодарят участников семинара проф. А. А. Соколова за обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Цытович В. Н. ДАН СССР, **142**, № 2, 319, 1962.
2. Кукуанов А. Б. «Оптика и спектроскопия», **10**, вып. 3, 289, 1961.

Поступила в редакцию
15.2 1971 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 533.9 : 537.52

Н. Ц. ГЕРАСИМОВ, В. А. ДОВЖЕНКО, Т. П. ЛЕБЕДЕВА, Г. С. СОЛНЦЕВ

УСЛОВИЯ СУЩЕСТВОВАНИЯ СВЧ РАЗРЯДА В ВОЛНОВОДЕ

В работе приведены измерения баланса мощностей в СВЧ разряде в Аг. Для СВЧ разряда, возбуждаемого в трубке внутри волновода, характерными являются соотношения между подведенной $W_{\text{пад}}$, отраженной $W_{\text{отр}}$, прошедшей в согласованную нагрузку $W_{\text{пр}}$ и поглощенной в разряде $W_{\text{погл}}$ мощностями. Разряд возбуждался волной H_{10} на частоте $3,3 \text{ ГГц}$ в трубке с внутренним диаметром 12 мм , расположенной между широкими стенками волновода ($72 \times 34 \text{ мм}^2$) (поле \vec{E} параллельно оси трубки). Торцами разрядной трубки служили коваровые диски, являвшиеся одновременно частью широких стенок волновода. В центре разрядной трубки размещался зонд с симметризирующим противовесом, обеспечивающим минимальное искажение поля [1]. Баланс мощностей измерялся с точностью 3—5% с помощью системы направленных ответвителей и градуированных аттенуаторов.

Измерения проводились в стационарном СВЧ разряде при $W_{\text{пад}}$ до 200 вт и давлении от $0,05$ до 30 мм рт. ст. Расчет баланса мощностей при различных дав-