ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

XL 1965 1

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Г. М. Гарибян, чл.-корр. АН Армянской ССР, и **М. П. Лорикян**

К теории ионизационных потерь энергии в тонких пленках вещества

(Представлено 16/VI 1964)

В 1959 г. теоретически было предсказано (1) отсутствие эффекта плотности в тонких пленках вещества, расположенных в вакууме. В дальнейшем этот эффект был экспериментально наблюден (2) в тонких пленках сцинтиллирующего вещества—полистирола. В настоящей работе произведен более аккуратный, чем в (1) и в (3) (пункт 2), подсчет указанного эффекта и получены некоторые более общие формулы.

1. Пусть частица заряда e и скорости v перпендикулярно пролетает через пластинку толщиной a и диэлектрической постоянной $\varepsilon(\omega)$, расположенную в вакууме. Суммарное поле задачи будет слагаться из поля заряда частицы и полей излучения в областях пространства до пластинки, в пластинке и после пластинки. Работа поля заряда частицы над частицей приводит к обычным ионизационным потерям энергии частицы (4). Работа сил поля излучения дает поправки к этим потерям, которые, например, в случае тонкой пластинки, могут стать весьма существенными. Общие выражения для работ сил поля излучения над частицей до пластины, в пластине и после пластины были приведены в (1). Оказывается, что сумма этих трех выражений, после достаточно трудоемких преобразований, сводится к следующему относительно простому выражению:

$$W = W_0 + w_1 + W_1 = -\frac{2e^2}{\pi v^2}\int_0^{\varkappa_0}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\varkappa^3 d\varkappa\,\omega\, d\omega\,\varepsilon\lambda\lambda_0}{2\varepsilon\lambda\lambda_0\cos\lambda a - i(\varepsilon^2\lambda_0^2+\lambda^2)\sin\lambda a}$$

$$\left[\lambda_0\left(Z^2\frac{v^2}{\omega^2}+P^2\frac{1}{\lambda_0^2}\right)\left(\cos\lambda a-\cos\frac{\omega}{v}a\right)-i\left(Z^2\frac{v^2}{\omega^2}\frac{\lambda}{\varepsilon}\sin\lambda a-\right.\right.$$

$$\left.\left.-2ZP\frac{v}{\omega}\sin\frac{\omega}{v}a+P^2\frac{\varepsilon}{\lambda}\sin\lambda a\right)\right], \tag{1}$$

где $Z = \frac{1}{\Lambda_0} - \frac{1}{\Lambda}$, $P = \frac{1}{\Lambda_0} - \frac{1}{\varepsilon\Lambda}$, $\lambda^2 = \overline{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon - \varkappa^2}$,

$$\lambda_0^2 = \overline{\frac{\omega^2}{c^2} - \varkappa^2}, \quad k^2 = \varkappa^2 + \frac{\omega^2}{v^2}, \quad \Lambda_0 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}, \quad \Lambda = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon,$$

а $\frac{1}{\varkappa_0}$ равно тому минимальному расстоянию от траектории частицы, при котором справедливо еще макроскопическое рассмотрение. Считая толщину пластины малой величиной, произведем разложение формулы (1) в ряд по степеням a. В результате получим

$$W = W_{(1)} + W_{(2)},$$

$$W_{(1)} = \frac{ie^2 a}{\pi v^2} \int_0^{\varkappa_0}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varkappa^3 d\varkappa\, \omega d\omega (1-\varepsilon)^2 \left(\Lambda - \frac{\omega^2}{c^2}\beta^2\right)}{\varepsilon \Lambda_0^2 \Lambda}, \tag{2}$$

$$W_{(2)} = -\frac{e^2 a^2}{2\pi v^2} \int_0^{\varkappa_0}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varkappa^3 d\varkappa\, \omega d\omega\, (1-\varepsilon)^2 \lambda_0 \left(1 + \frac{\omega^2}{v^2}\frac{(1-\beta^2)^2}{\varepsilon^2 \lambda_0^2}\right)}{\Lambda_0^2}, \tag{3}$$

где $\beta = \frac{v}{c}$.

2. Проинтегрируем выражение для $W_{(1)}$, используя метод Ландау ([4]). В том случае, когда подынтегральное выражение будет иметь полюс второго порядка, разобьем его на два полюса первого порядка, а после взятия вычетов устремим их снова друг к другу. А именно, Λ_0^2 заменим на $\Lambda_0 \cdot \Lambda'$, где $\Lambda' = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon'$, где $\varepsilon' = 1 - \frac{\sigma'}{\omega^2}$, а в окончательном результате положим $\sigma' = 0$. Так же, как и в ([4]), рассмотрим два основных случая. Первый, когда $v^2 < \frac{c^2}{\varepsilon_0}$, и второй $v^2 > \frac{c^2}{\varepsilon_0}$, где $\varepsilon_0 = \varepsilon(0)$ статическое значение диэлектрической постоянной.

В первом случае расчеты показывают, что $W_{(1)} = 0$ и, таким образом, ионизационные потери определяются только полем заряда частицы и задаются формулой без эффекта плотности ([4]):

$$F = -\frac{\sigma e^2}{v^2} a \left[\ln \frac{\varkappa_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}\,\omega} - \frac{1}{2}\beta^2\right]. \tag{4}$$

При $v^2 > \frac{c^2}{\varepsilon_0}$ надо различать две возможности. Если величина ξ, определяемая из уравнения

$$\varepsilon(i\xi) = \frac{c^2}{v^2}, \tag{5}$$

много меньше атомных частот, то мы опять приходим к первому случаю. Из формулы (5) видно, что при v, очень близком к c, величина ξ будет много больше атомных частот и, как показано в [4], $\xi = \frac{\sqrt{\sigma}\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$. В этом случае

$$W_{(1)} = -\frac{\sigma e^2}{v^2} a \left[\ln \frac{\varkappa_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}\,\omega_1} - \frac{1}{2}\beta^2 \right] + \frac{\sigma e^2}{v^2} a \ln \frac{\varkappa_0 v}{\sqrt{\sigma}\beta}, \tag{6}$$

$$\text{где} \quad \ln \omega_1 = \frac{\int\limits_0^\infty \omega\varepsilon''(\omega) \ln \omega \, d\omega}{\int\limits_0^\infty \omega\varepsilon''(\omega) d\omega}. \tag{6'}$$

Складывая эти потери с обычными потерями, обязанными полю заряда частицы [4], мы видим, что второй член последней формулы сокращается с этими потерями, и мы снова приходим к формуле (4), но с другим определением средней частоты. Таким образом, в случае „тонкой" пластинки ионизационные потери всегда обладают логарифмическим ростом.

3. Для того, чтобы найти условия, при которых пластинка может считаться тонкой, вычислим $W_{(2)}$.

Ввиду того, что $W_{(2)}$ не имеет полюсов обязанных нулям Λ, выражение для $W_{(2)}$ приводится к следующему, независимо от того больше или меньше v величины $c/\sqrt{\varepsilon_0}$:

$$W_{(2)} = \frac{e^2 a^2}{2 v^3} \int\limits_0^{\frac{v\varkappa_0}{\sqrt{1-\beta^2}}} (1 - \varepsilon(i\omega))^2 \omega^2 d\omega. \tag{7}$$

Для практической оценки величины этого интеграла целесообразнее всего разбить его на два интеграла: от 0 до Ω и от Ω до $\frac{v\varkappa_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$, где Ω есть та частота, начиная с которой можно считать $\varepsilon(i\omega) = 1 + \frac{\sigma}{\omega^2}$. Тогда

$$W_{(2)} = \frac{e^2 a^2}{2 v^3} \left(\frac{\sigma^2}{\Omega} + \int\limits_0^\Omega (1 - \varepsilon(i\omega))^2 \omega^2 d\omega \right). \tag{8}$$

Нетрудно убедиться, что интеграл в последнем выражении не вносит существенного вклада и может быть опущен. Так, если взять в качестве ε диэлектрическую постоянную, описывающую среду, атомы которой являются одночастотными осцилляторами, то интеграл в (8) будет равен $0{,}15\frac{\sigma^2}{\Omega}$.

Для полноты отметим, что если взять $\varepsilon(\omega) = 1 + \sigma \sum\limits_j \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2}$ и воспользоваться формулой (7), то для $W_{(2)}$ получим следующее выражение

$$W_{(2)} = \frac{e^2 a^2}{2 v^3} \frac{\sigma^2 \pi}{4} \left[\sum_j \frac{f_j^2}{\omega_j} + 4 \sum_{j<k} \frac{f_j f_k}{\omega_j + \omega_k} \right]. \tag{9}$$

Однако этим выражением трудно пользоваться ввиду скудности наших сведений о силах осцилляторов f_j.

В предыдущем пункте было показано, что $W_{(1)}$ играет существенную роль в случае $v^2 > \frac{c^2}{\varepsilon_0}$, когда оно снимает эффект плотности. Потребуем, чтобы в этом случае было бы правильным разложение в ряд по степеням a, т. е чтобы $W_{(2)} \ll W_{(1)}$. В результате из (6) и (8) получим:

$$a \ll \frac{2 c \Omega}{\sigma} \left(\ln \frac{\sqrt{\sigma}}{\sqrt{1 - \beta^2}\, \omega_1} - \frac{1}{2} \right). \tag{10}$$

Полученная формула отличается от соответствующей формулы работы [1] величинами, стоящими под знаком логарифма, которые при этом имеют одинаковый порядок. Это обстоятельство обязано тому, что в [1] требовалась малость $W_{(2)}$ по отношению к $W_{(1)}$ плюс работа сил поля заряда частицы, тогда как сейчас мы сравниваем $W_{(2)}$ только с $W_{(1)}$.

Физический институт ГКАЭ

Գ. Մ. ՂԱՐԻԲՅԱՆ. Հայկական ՍՍՌ ԳԱ թղթակից-անդամ, և Մ. Պ. ԼՈՐԻԿՅԱՆ

Նյութի բարակ թաղանթներում էներգիայի իոնիզացիոն կորուստների խտության վերաբերյալ

1959 թ. տեսականորեն կանխագուշակվել էր խտության էֆեկտի բացակայությունը վակուումում գտնվող նյութի բարակ շերտերում [1]: Հետագայում այդ էֆեկտը փորձնականորեն գտնվեց սցինտիլյատորի բարակ թիթեղներում: Այս աշխատանքում կատարված է հիշատակված էֆեկտի ավելի ճշգրիտ հաշվումը, քան այդ արված էր [1] և [3] հոդվածներում և իոնիզացիոն կորուստների համար ստացված են բանաձևեր արագությունների լայն ինտերվալում:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *Г. М. Гарибян*, ЖЭТФ, 37, 527 (1959). [2] *А. И. Алиханян, А. К. Вальтер, Г. М. Гарибян, И. А. Гришаев, М. П. Лорикян, В. А. Петренко, Г. Л. Фурсов*, ЖЭТФ, 44, 1122 (1963), 46, 1212 (1964). [3] *Г. М. Гарибян*, ДАН Арм ССР, 33, 105 (1961). [4] *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Электродинамика сплошных сред, гл. XII, М., ГИТТЛ 1957.