Челябинский политехнический институт
им. Ленинского комсомола

Поступило в Редакцию
2 ноября 1990 г.

---

01 *Журнал технической физики, т. 62, в. 2, 1992*


# РАССЕЯНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ВЕЩЕСТВОМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*Н. Д. Наумов*

Многократное рассеяние частиц приводит к увеличению разброса поперечных параметров пучка по мере его проникновения в вещество [1]. Магнитное поле оказывает определенное стабилизирующее действие на этот эффект [2]. Целью настоящей работы является получение количественных характеристик указанного действия однородного поля на пучок быстрых тяжелых заряженных частиц. Для этого решается уравнение переноса с интегралом столкновений в малоугловом приближении, применявшимся в [3] для анализа прохождения частиц через вещество при отсутствии внешнего поля. Пренебрежение влиянием магнитного поля на процесс столкновения представляется оправданным ввиду малости длины свободного пробега по сравнению с радиусом орбиты частицы в магнитном поле.

Пусть вещество занимает полупространство $z > 0$, а постоянное и однородное магнитное поле $B$ направлено вдоль оси $z$. В малоугловом приближении уравнение переноса для узкого пучка частиц, распространяющегося вдоль магнитного поля, имеет вид

$$\left[\frac{\partial}{\partial z}+\theta_x\frac{\partial}{\partial x}+\theta_y\frac{\partial}{\partial y}+\varkappa\left(\theta_y\frac{\partial}{\partial\theta_x}-\theta_x\frac{\partial}{\partial\theta_y}\right)\right]N=\frac{\varkappa^2}{4}\left[\frac{\partial^2}{\partial\theta_x^2}+\frac{\partial^2}{\partial\theta_y^2}\right]N+\frac{\partial}{\partial T}(\varepsilon N). \qquad (1)$$

Здесь $N(\mathbf{x}, \theta_x, \theta_y, T)$ — плотность потока частиц; $\theta_x, \theta_y$ — введенные в [3] угловые переменные, которые можно считать изменяющимися в бесконечных пределах; $\varkappa = emc^2B/[E(2+E)]^{1/2}$, $E = T/mc^2$, $T$ — кинетическая энергия; $\varkappa^2$ — средний квадрат угла рассеяния на единице пути; $\varepsilon$ — тормозная способность вещества.

Это уравнение следует дополнить условием на границе вещества

$$N(z=0, x, y, \theta_x, \theta_y, T) = N_0\,\delta(x)\,\delta(y)\,\delta(\theta_x)\,\delta(\theta_y)\,\delta(T_0-T).$$

Уравнение (1) отражает специфику прохождения через вещество быстрых тяжелых заряженных частиц — передачу энергии атомным электронам вещества малыми порциями, т. е. практически непрерывно, и упругое рассеяние на ядрах вещества с учетом экранирующего действия атомных электронов. Рассеивающие свойства среды характеризуются средним квадратом угла рассеяния на единиц пути $\varkappa^2$, который увеличивается с уменьшением энергии частиц $\varkappa^2 \sim \sim [(E+1)/E(E+2)]^2$ [3]. Поэтому по мере проникновения частиц в вещество его рассеивающее действие возрастает.

Введем функцию $\Phi = N/\varepsilon$ и перейдем от $T$ к новой переменной

$$u = -z - \int\limits_{T_0}^{T}\frac{dT'}{\varepsilon(T')}.$$

Тогда получается более простое уравнение

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} + \theta_x \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \theta_y \frac{\partial \Phi}{\partial y} + \varkappa\left(\theta_y \frac{\partial \Phi}{\partial \theta_x} - \theta_x \frac{\partial \Phi}{\partial \theta_y}\right) = \frac{\varkappa^2}{4}\left[\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta_x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta_y^2}\right] \qquad (2)$$

с граничным условием

$$\Phi(z = 0, x, y, \theta_x, \theta_y, u) = \Phi_0\, \delta(x)\, \delta(y)\, \delta(\theta_x)\, \delta(\theta_y)\, \delta(u).$$

Для решения уравнения (2) следует сделать замену переменных, соответствующую переходу во вращающуюся систему координат

$$\alpha = \theta_x \cos\psi - \theta_y \sin\psi,\ \beta = \theta_x \sin\psi + \theta_y \cos\psi,$$

$$\xi = x - \alpha C_1 - \beta B_1,\ \eta = y + \alpha B_1 - \beta C_1,$$

$$\psi = \int_0^z \varkappa\, dz',\ B_1 = \int_0^z \sin\psi\, dz',\ C_1 = \int_0^z \cos\psi\, dz',$$

а затем воспользоваться преобразованием Фурье по переменным $\alpha, \beta, \xi, \eta$

$$\Phi = \frac{\delta(u)}{(2\pi)^4} \int F(z, \lambda, \mu, k, q) \exp(i\lambda\alpha + i\mu\beta + ik\xi + iq\eta)\, d\lambda\, d\mu\, dk\, dq\, .$$

Для $F$ получается дифференциальное уравнение первого порядка, интегрируя которое, найдем

$$F = \exp\left[-\frac{1}{4}(\lambda^2 + \mu^2)A_1 - \frac{1}{4}(k^2 + q^2)A_2 + \frac{1}{2}(\mu k - \lambda q)B_2 - \frac{1}{2}(\lambda k + \mu q)C_2\right],$$

$$A_1 = \int_0^z \varkappa^2\, dz',\ A_2 = \int_0^z \varkappa^2 [B_1^2 + C_1^2]\, dz',\ B_2 = \int_0^z \varkappa^2 B_1\, dz',\ C_2 = \int_0^z \varkappa^2 C_1\, dz'.$$

В итоге для плотности потока частиц имеем ($D = A_1A_2 - B_2^2 - C_2^2$)

$$N = \frac{\delta(u) N_0}{\varepsilon\pi^2 D} \times$$

$$\times \exp\left\{-\frac{1}{A_1 D}\left[\left(\alpha^2 + \beta^2\right)D + \left(\xi A_1 + \beta B_2 + \alpha C_2\right)^2 + \left(\eta A_1 - \alpha B_2 + \beta C_2\right)^2\right]\right\}. \qquad (3)$$

Получить явное выражение для входящих в пространственно-угловое распределение частиц коэффициентов при наличии магнитного поля в общем случае затруднительно. Так, для нерелятивистских частиц, пренебрегая зависимостью ионизационного логарифма от энергии, т. е. полагая $\varepsilon = T_0^2/(2RT)$, найдем, что

$$\psi = \frac{4}{3}\frac{R}{a}\left[\left(1 - \frac{z}{R}\right)^{3/4} - 1\right], \qquad (4)$$

а $B_1, C_1$ выражаются через неполную гамма-функцию ($R$ — пробег частиц в веществе, $a = c\left(2mT_0\right)^{1/2}/eB$ — радиус орбиты частицы). Более простые выражения получаются для области малых глубин, где энергия частиц близка к начальной энергии $T_0$,

$$A_1 = \varkappa_0^2 z,\ B_1 = a(1 - \cos\varkappa_0 z),\ C_1 = a\sin\varkappa_0 z,\ \varkappa_0 = 1/a,$$

$$A_2 = 2aB_2,\ B_2 = a\varkappa_0^2(z - C_1),\ C_2 = a\varkappa_0^2 B_1,\ \varkappa_0^2 = \varkappa^2(T_0). \qquad (5)$$

В этом случае выражение (3) соответствует известной функции распределения Ферми для чисто упругого рассеяния с учетом влияния магнитного поля.

Интегрируя (3) по $x$, $y$, найдем распределение частиц на глубине $z$ по углу отклонения, совпадающее с аналогичным распределением при отсутствии поля. Распределение по поперечному смещению так же, как и при $B = 0$, имеет гауссов вид, но средний квадрат смещения $r_z^2$ на глубине $z$ будет другим

$$r_z^2 = A_2 - 2(B_1B_2 + C_1C_2) + A_1(B_1^2 + C_1^2).$$

В частности, для чисто упругого рассеяния (5)

$$r_z^2 = 2\ae_0^2a^2(z - a\sin\ae_0 z).$$

Сравнивая с аналогичным результатом при отсутствии поля [3], можно заключить, что воздействие магнитного поля приводит к более медленному уширению пучка вследствие многократного упругого рассеяния частиц. Отметим также, что переход к (5) фактически означает аппроксимацию начального участка зависимости (4) линейной функцией, что позволяет уточнить область применимости (5): $0 < z < 0.3R$. В остальной области влияние потерь энергии на малоугловое рассеяние частиц становится существенным.

### Список литературы


[1] *Росси Б.* Частицы больших энергий. М.: ГИТТЛ, 1955. 465 с.

[2] *Кимель Л. Р., Салимов О. Н.* // ЖТФ. 1972. Т. 42. Вып. 6. С. 1154—1160.

[3] *Ремизович И. С., Рогозкин Д. Б., Рязанов М. И.* Флуктуации пробегов заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1988. 240 с.



Поступило в Редакцию
4 февраля 1991 г.
В окончательной редакции
26 июня 1991 г.


---


06 *Журнал технической физики, т. 62, в. 2, 1992*




# СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ $Ga_2Se_3$ В МИЛЛИМЕТРОВОМ И СУБМИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНАХ ДЛИН ВОЛН


*Б. М. Гарин, И. П. Никитин, Н. Д. Зверев, А. С. Куликов, Ж. К. Крапошина, Л. П. Гальчинецкий*


Полупроводники типа $A_2^{III}B_3^{VI}$, к которым относится полуторный селенид галлия $Ga_2Se_3$, имеют “рыхлую” решетку, в которой треть узлов катионной подрешетки вакантна, причем вакансии стехиометрические [1]. С этим связана аномалия электронного состояния примесей — электронейтральность [2], в результате чего даже при значительной концентрации примесей сохраняются неизменными полупроводниковые свойства. Кроме того, особенности кристаллической структуры обусловливают очень высокую радиационную стойкость указанных материалов по ряду параметров, включая оптические постоянные в ИК диапазоне [3, 4]. Свойства данных материалов, однако, недостаточно изучены. В частности, до настоящего времени они не исследовались в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах, где существенную роль играет решеточное поглощение с непрерывным спектром. В настоящей работе исследованы оптические свойства $Ga_2Se_3$ в диапазоне волновых векторов $\nu = 4$—$16\ \text{см}^{-1}$.

Исследованы поликристаллические образцы, изготовленные двумя методами: