1) Die ersten drei Terme der Taylor–Entwicklung von $g(x) = \int_0^x dy\, f(y)$ um $x = x_0$ sollen zu Papier. Aber wenn man es „zu Fuß“ macht (Abstpalte–Methode), wirds viel schöner !

2) Als erster Term der Sommerfeld–Entwicklung findet sich bei Schwabl $E - E_0 = N\frac{\pi^2}{4\varepsilon_F}T^2$. Nanu. Wie bekommen w i r klar, inwiefern er recht hat ? (Für 3D steht bei uns irgendwo $z(\varepsilon) = \frac{V}{2\pi^2}(\frac{2m}{\hbar^2})^{3/2}\varepsilon^{1/2}$ in einer Tabelle, und wir wissen, daß $E - E_0 = \frac{\pi^2}{6}z(\varepsilon_F)\,T^2$ ist.)

3) Gravitations–Energie eines kugelförmigen (R) Weißen Zwerges (M) mit homogener Massendichte $\rho = M/V$: $E_{\text{grav}} = ?$ (infinitesimal dünne Schalen radial übereinander ?)

4) Paarerzeugung in 2D aus Vakuum ($\mu \equiv 0$). (2D nur, weil man damit gut integrieren kann.) Wir schreiben die Anzahl N der thermisch angeregten Elektronen auf, lassen die volle relativistische Wurzel darin stehen und setzen $\boxed{\hbar = c = 1}$ (es gibt für alles ein erstes Mal). Substitution $\beta\sqrt{m^2 + k^2} = x$, T tief, „Halbleiter–Näherung“ (+1 streichen), auswerten. Und nun füllen wir $\hbar$'s und c's wieder so ein, daß N dimensionslos wird.

5) Es gibt allerlei allgemeingültige thermodynamische Relationen, wie z.B. diese hier :

$$c_V = \frac{V\,T\,\alpha^2\,\kappa_S}{\kappa_T(\kappa_T - \kappa_S)} \quad , \quad \text{wobei}$$

$c_V =$	$\partial_T E)_{V,N}$	spezifische Wärme
$\alpha =$	$\frac{1}{V}\partial_T V)_{p,N}$	thermischer Expansionskoeffizient
$\kappa_T =$	$-\frac{1}{V}\partial_p V)_{T,N}$	isotherme Kompressibilität
$\kappa_S =$	$-\frac{1}{V}\partial_p V)_{S,N}$	adiabatische Kompressibilität

Anhand von „Klass.Idealgas“–Weisheiten kann man nun testen, ob sie stimmen kann.